

TESIS DE MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICA

**EFICIENCIA DE UN DETECTOR CHERENKOV EN
AGUA PARA LA DETECCIÓN DE NEUTRONES**

Nicolás Guarín González
Maestrando

Dr. I. Sidelnik
Director

Dr. H. Asorey
Co-director

Miembros del Jurado:
Dr. José Lipovetzky (Instituto Balseiro)
Dr. Sergio Suárez (Instituto Balseiro)
Dr. Luis A. Rodríguez Palomino (CONICET)

Diciembre de 2017

Departamento de Física de Neutrones – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mi madre y mi Tata

Por su apoyo y amor incondicional.

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	vii
Índice de tablas	xi
Resumen	xiii
Abstract	xv
Motivación y antecedentes	1
1. Interacción neutrón-materia	5
1.1. El neutrón	5
1.2. Sección eficaz	7
1.3. Dispersión elástica (\mathbf{n}, \mathbf{n}).	10
1.4. Dispersión Inelástica (\mathbf{n}, \mathbf{n}'):	12
1.5. Fisión (\mathbf{n}, \mathbf{f}):	12
1.6. Absorción neutrónica (\mathbf{n}, γ):	13
1.7. Fuentes radioactivas de neutrones	15
1.8. Aspectos generales de la interacción de los fotones gamma con la materia .	19
1.9. Radiación producida por partículas cargadas	23
2. Detectores de agua Cherenkov (WCD)	29
2.1. Características generales de un detector de radiación ionizante	29

2.2. Esquema y funcionamiento de un Detector Cherenkov en agua	33
2.3. Especificaciones del detector utilizado	36
3. Trabajo computacional	41
3.1. Simulación Cubo infinito de agua	42
3.2. Simulación de un cubo de 1 m ³ de agua	44
3.3. Simulación geometría avanzada	47
4. Trabajo experimental	63
4.1. Configuración experimental	63
4.2. Mediciones realizadas	65
5. Conclusiones	73
A. Cálculo de la moderación de los neutrones en un medio	77
B. Interacción radiación materia en Geant4	79
B.1. Acerca de Geant4	79
B.2. Energía umbral para la producción de partículas secundarias	80
B.3. Output típico de una corrida de Geant4	82
C. Calculo de la eficiencia intrínseca del detector	85
Bibliografía	87
Agradecimientos	91

Índice de figuras

1.	Los usos del ^3He después de los atentados del 11 de septiembre	3
1.1.	Comparación de las secciones eficaces del neutrón (azul) y un γ (verde) con un blanco de Oxígeno	6
1.2.	Mapa conceptual de los procesos que puede llevar a cabo un neutron libre al penetrar en un blanco.	7
1.3.	Esquema de un flujo F de neutrones incidiendo en un blanco con grosor δx y área activa \mathcal{A}	8
1.4.	Esquema de un choque elástico visto desde el Sistema Laboratorio y el Sistema Centro de Masa	10
1.5.	Representación de un choque inelástico entre un neutrón n y un núcleo A_ZX	12
1.6.	Representación de la fisión inducida en un núcleo pesado	13
1.7.	Representación de la captura neutrónica	14
1.8.	Diagrama de niveles de energía y sección eficaz para la reacción $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$	14
1.9.	Esquema de las reacciones nucleares en la fuente AmBe para la emisión de neutrones	16
1.10.	Espectro de neutrones de la fuente de $AmBe$	17
1.11.	Espectro de neutrones de la fuente de ^{252}Cf	18
1.12.	Espectro de gammas provenientes de la fisión del ^{252}Cf	19
1.13.	Ilustración del efecto Compton	21
1.14.	Distribución en energía de los electrones eyectados de una interacción compton	21
1.15.	Importancia relativa de los tres principales tipos de interacción para los rayos gamma	22

1.16. Esquema de la radiación que produce el paso de una partícula cargada en un medio	24
1.17. Radiación Cherenkov emitida en un ángulo θ respecto la dirección de propagación de la partícula	26
1.18. Gráfica de la energía cinética umbral de los electrones para producir radiación Cherenkov	27
2.1. Esquema de un pulso típico de un detector	31
2.2. Resolución en energía de un detector	32
2.3. Eficiencia geométrica de un detector	33
2.4. Esquema de un Detector Cherenkov	33
2.5. Tubo fotomultiplicador	35
2.6. Esquema del recubrimiento del Detector	36
2.7. WCD utilizados para realizar las mediciones experimentales	37
2.8. Detector de agua Cherenkov.	37
2.9. Eficiencia del PMT	38
2.10. revestimiento de <i>Tyvek</i> usado en el detector.	38
2.11. Diagrama de bloques de la electrónica del detector	39
2.12. Diagrama de bloques de la electrónica del detector	39
3.1. Esquema de un evento en una simulación	42
3.2. Histograma de la de cantidad de partículas generadas dentro del cubo infinito de agua	43
3.3. Histograma de energía de los rayos γ generados dentro del cubo de agua de 10 km de lado. Se puede observar el valor más probable de 2,2 MeV, que corresponde a la captura del neutrón por parte del hidrógeno	44
3.4. Histograma de energía de los gammas generados dentro del cubo de agua de 1 m ³ . Puede verse el pico en 2,22 MeV y los gammas más energéticos para $E_n = 10$ MeV y 15 MeV	46
3.5. Histograma de energía cinética de los electrones generados dentro del cubo de agua de 1 m	47
3.6. Esquema de la simulación	48

3.7. Espectro simulado de la fuente de $^{241}\text{AmBe}$	49
3.8. Espectro simulado de la fuente de ^{252}Cf	49
3.9. Proceso de captura de neutrones dentro del detector	50
3.10. Energía depositada por un neutrón dentro del detector con las fuentes radioactivas	51
3.11. Gráfica de la distribución en energía de los gammas producidos dentro del detector en la geometría avanzada	52
3.12. Gráfica de la distribución en energía de los electrones producidos dentro del detector en la geometría avanzada	53
3.13. Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento con y sin Tyvek	55
3.14. Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento variando el tamaño del detector	56
3.15. Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento utilizando diferentes blindaje utilizando la fuente de AmBe	58
3.16. Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento utilizando diferentes blindaje utilizando la fuente de ^{252}Cf	58
3.17. la energía depositada por un neutrón de alta energía dentro del detector en un step, en función de la distancia que recorre dentro de este	60
3.18. Distribución en energía de los gammas producidos dentro del detector por neutrones de alta energía	61
3.19. Distribución en energía de los electrones producidos dentro del detector por neutrones de alta energía	61
3.20. Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por cada neutrón de alta energía incidente	62
4.1. Calibración de la fuente de alta tensión.	64
4.2. Configuración experimental con blindajes	65
4.3. Altura de pulsos [ADC] obtenidos con la fuente de $^{241}\text{AmBe}$ con y sin Tyvek. Se puede ver que los pulsos con Tyvek son mucho más altos lo que corresponden a una mayor cantidad de fotones Cherenkov recolectados. . .	66
4.4. Espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe con y sin Tyvek. . .	67

4.5. Espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe para los detectores grande y chico restado su fondo a una distancia de 10 cm.	68
4.6. Espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe para los detectores grande y chico restado su fondo a una distancia de 39 cm.	68
4.7. Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de AmBe	69
4.8. Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de AmBe en el rango de neutrones	70
4.9. Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de ^{252}Cf	70
4.10. Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de ^{252}Cf en el rango de neutrones	71

Índice de tablas

1.1. Clasificación de los neutrones en términos de su energía cinética E_K	7
1.2. Propiedades de la fuente de ^{241}Am - ^9Be utilizada	17
1.3. Propiedades de la fuente de ^{252}Cf utilizada	18
1.4. Energía mínima para producir radiación Cherenkov para diferentes partículas cargadas	26
3.1. Comparación de neutrones generados a diferentes energías transmitidos para un cubo de Agua de 1 m^3	45
3.2. Comparación de los γ generados a diferentes energías transmitidos para un cubo de Agua de 1 m^3	45
3.3. Proceso de captura de neutrones dentro del detector	50
3.4. Energía depositada por un neutrón dentro del detector en un step, en función de la distancia que recorre dentro de este.	51
3.5. Tabla de la eficiencia del detector de altura $h = 62\text{ cm}$, con Tyvek, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector	55
3.6. Tabla de la eficiencia del detector chico y grande, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 133 cm de la pared del detector	57
3.7. Dimensiones de los blindajes usados en el experimento y la simulación . . .	57
3.8. Tabla de la eficiencia del detector grande, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector con diferentes configuraciones de blindajes	59
3.9. Tabla de la eficiencia del detector chico y grande, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector	59
4.1. Configuración aplicada a la electrónica.	64

4.2. Tabla de la eficiencia del detector chico con y sin Tyvek para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector con blindaje de Plomo .	69
5.1. Tabla de las eficiencia del detector chico y grande para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector con blindaje de Plomo	75
B.1. Procesos que pueden ocurrir dentro del cubo de agua para neutrones y gammas.	80

Resumen

La caracterización del detector Cherenkov en agua (WCD, por sus siglas en inglés) como detector de neutrones es una aplicación importante para este tipo de detector no solo por uso en investigación básica, sino su potencial para hacer meteorología espacial, además de que por su gran volumen activo, su facilidad de instalación y bajo costo de construcción puede ser utilizado como una opción viable para reemplazar los detectores de ^3He como salvaguardia nuclear en pasos fronterizos y puestos aduaneros.

En el desarrollo de este proyecto se realizaron simulaciones detalladas con diferentes geometrías para comprender los procesos físicos más importantes que ocurren dentro del detector. Primero se simuló un haz de neutrones que incide dentro de un volumen infinito de agua para ver todas las reacciones posibles que puede realizar el neutrón dentro de esta. Luego se trabajó con un volumen cúbico de 1 m^3 de agua pura lo que permitió cuantificar la cantidad de radiación que abandona el volumen y la energía depositada, así como realizar histogramas en energía de las partículas secundarias (gamma y electrones) que fueron creadas dentro de este volumen. Finalmente las últimas simulaciones se hicieron con una geometría compleja lo más parecida al montaje experimental, además de simular los blindajes que se utilizaron, la respuesta del PMT y las dos fuentes de neutrones que iban a ser utilizadas en la parte experimental: AmBe y ^{252}Cf . En esta simulación se calculó la eficiencia del WCD para detectar neutrones probando diferentes montajes experimentales, se realizaron simulaciones con el detector con y sin el recubierto del Tyvek, además de dos tamaños diferentes de detector y varias configuraciones de blindajes: Plomo; Plomo y Parafina; y Plomo, Parafina y Cadmio.

En el proyecto también se realizaron mediciones experimentales con dos WCD de diferente alturas, las mediciones fueron realizadas con dos fuentes de neutrones, una de Am-Be y otra de ^{252}Cf a diferentes distancias y con las mismas configuraciones de blindajes que se usaron en la simulación, luego con los histogramas obtenidos se calculó la eficiencia de ambos detectores.

Finalmente se contrastaron las simulaciones y experimentos y se describieron las similitudes y diferencias entre ambos.

Palabras clave: EFECTO CHERENKOV, CAPTURA DE NEUTRONES, DETECTOR CHERENKOV EN AGUA, MODERACIÓN DE NEUTRONES, EFECTO FOTOELÉCTRICO

Abstract

The characterization of the Water Cherenkov Detector (WCD) as a neutron detector is an important application for this type of detector, not only for applications in basic research, but also for its potential as a complementary detector for space weather. In addition to its large active volume, it is easy to install and have a low cost. This work suggest that WCD can be used as a viable option to replace the ^3He detectors as a nuclear safeguard at border crossings and customs posts.

In the development of this project, previous simulations were performed with different geometries to understand the most important physical processes that occur within the detector. First, it was simulated a neutron beam that hits within an infinite volume of water to observe all the possible reactions of neutrons within the water volume. Then, a simulation was made with a volume of 1 m^3 of water which allowed us to quantify the amount of radiation that leaves the volume and the deposited energy, as well as to obtain the energy histograms of the secondary particles (gamma and electrons) that were created within the volume. Finally, the last simulations were made with a complex geometry similar to the experimental setup, besides simulating the shielding that was used, the response of the PMT and the two neutron sources that were used in the experimental part: AmBe and ^{252}Cf . In this simulation the efficiency of the WCD was calculated to detect neutrons by testing different experimental assemblies, simulation was performed with the detector with and without the Tyvek coating, in addition to two different detector's height and several configurations of shielding: Lead; Lead and Paraffin; and Lead, Paraffin and Cadmium.

The project also carried out measurements with WCD of different heights, the measurements were made with two neutron sources, one of Am-Be and another of ^{252}Cf at different distances and with the same configurations of shielding as used in the simulation, then with the histograms obtained, the efficiency of both detectors was calculated.

Finally, the simulations and experiments were contrasted and the similarities and differences between the two were described.

Keywords: CHERENKOV EFFECT, NEUTRON CAPTURE, WATER CHERENKOV DETECTOR, NEUTRON MODERATION, PHOTOELECTRIC EFFECT

Motivación y antecedentes

Los Detectores Cherenkov en Agua (WCD, por sus siglas en inglés) son ampliamente utilizados en la investigación básica y tecnológica en distintas áreas del conocimiento. Tradicionalmente los detectores Cherenkov se han utilizado en la detección de partículas de altas energías y rayos cósmicos. Entre los observatorios de astropartículas que se basan en el funcionamiento de los WCD están el observatorio Auger, LAGO, HAWC y Super-Kamiokande.

En los últimos años se ha motivado el desarrollo de nuevos detectores de neutrones para la detección de materiales nucleares “especiales” (Uranio y Plutonio que decaen por fisión espontánea). Debido a la escasez de ^3He y la alta toxicidad del BF_3 , principales materiales utilizados para detectar neutrones, el desarrollo de nuevas técnicas y materiales para la detección son necesarias.

El observatorio de rayos cósmicos Pierre Auger [1] localizado en la provincia de Mendoza, Argentina, es el observatorio de rayos cósmicos más grande del mundo. Su objetivo es determinar el origen y características de los rayos cósmicos que tienen energías por encima de 10^{17} eV, las partículas más energéticas observadas en la naturaleza. El diseño del observatorio Auger es conformado con un arreglo de 1660 WCD repartidos en más de 3000 km². Este observatorio ha estado en operación completa desde 2008.

Otro observatorio que se basa en los detectores Cherenkov es el proyecto LAGO (Latin American Giant Observatory) [2] que es un observatorio de astropartículas de escala global. Está principalmente orientado a la investigación básica en tres ramas de la física de astropartículas: fotones de alta energía, meteorología espacial y radiación atmosférica al nivel de superficie. El sistema de detección de LAGO consiste en un pequeño arreglo de WCD al nivel del suelo, esparcido en diferentes sitios localizados a diferentes latitudes, (desde México hasta la región Antártica) y a diferentes altitudes (desde el nivel del mar hasta 5000 metros por encima del nivel del mar) cubriendo una gran superficie y rango de absorción atmosférica. El proyecto LAGO es operado por una colaboración que incluye investigadores de 25 instituciones y 10 países en Latinoamérica.

El HAWC (High Altitude Water Cherenkov Gamma-Ray Observatory) [3] es un complejo diseñado para observar rayos cósmicos y gammas de una energía entre 100 GeV y 100 TeV. Estos fotones nacen en ambientes extremos como explosiones de supernova, núcleos de galaxias activos, entre otros. El laboratorio HAWC está localizado en la base del volcán Sierra Negra cerca de Puebla, México y tiene una altitud de 4100 metros sobre el nivel del mar. Está conformado por un arreglo de WCD que tienen cubren una vista del cielo del 15% y que en un ciclo de 24 hs observa dos tercios del cielo. Este observatorio es utilizado para realizar análisis de alta sensibilidad de los rayos gammas de alta energía en el hemisferio norte.

El Super-Kamiokande (SK) [4] es el WCD más grande del mundo, está localizado 1000 metros bajo la tierra de la mina Mozumi en la ciudad de Kamioka, Japón. El detector consiste en un tanque de acero inoxidable de 41.4 m de altura y 39.3 m de diámetro y contine 50 000 toneladas de agua ultra pura. El detector es operado por la colaboración científica del mismo nombre entre los países de Japón y Estados Unidos. Entre las metas científicas del detector Super-Kamiokande se encuentra el estudio del decaimiento de los protones y el estudio de neutrinos de varias fuentes: el sol, supernovas y rayos gamma asociados a explosiones extremadamente energéticas (GRB), así como fuentes artificiales de neutrinos. El Super-Kamiokande ha aportado evidencia de la oscilación de neutrinos [5], la confirmación del déficit de flujo de neutrinos solares con pruebas en tiempo real del origen de los neutrinos solares [6] y la primera medida del espectro en energía de los neutrinos solares por encima de los 5 MeV [7].

El primer estudio de detección de neutrones por un detector Cherenkov de agua liviana fue hecho en el detector Super-Kamiokande. Dentro del detector, neutrones son liberados debido a la reacción beta inversa $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ que son rápidamente termalizados y capturados por el Hidrógeno presente en el agua y producen un gamma de 2,2 MeV que son detectados fácilmente por el detector. Un análisis profundo de la detección de neutrones dentro del SK se encuentra en [8] y [9].

Otros estudios de detección de neutrones con usando el efecto Cherenkov se pueden ver en [10] donde incorporan elementos que son absorbentes de neutrones en vidrios transparentes no centelladores que convierten la radiación beta-gamma provenientes de la captura de neutrones en luz visible.

Una de las principales motivaciones para utilizar el WCD como detector de neutrones es debido a la llamada 'crisis del ^3He '. El ^3He es un isótopo poco común del Helio que tiene muchas aplicaciones en la industria, la ciencia, la medicina y la seguridad Nacional como detector de Material Nuclear Especial (SNM). La demanda del ^3He ha aumentado exponencialmente en especial desde el 2002, cuando el departamento de seguridad nacional

(Department of Homeland Security) y el Departamento de Energía (DOE) de Estados Unidos empezó a desplegar miles de detectores de neutrones de ^3He en la frontera para prevenir el contrabando de plutonio y otros materiales radiactivos hacia el país.

El cruce legal de mercancía envuelve el transporte de enormes contenedores. Después de los atentados del 11 de septiembre, se ha convertido en una prioridad internacional verificar que estos contenedores no están transportando Material Nuclear Especial (SNM) sin ralentizar el movimiento de mercancía. En los SNM ocurren fisiones que producen un flujo de neutrones y gammas con energías del orden de MeV que pueden ser detectados [11]. En un corto periodo de tiempo, la demanda llegó a los 65 000 litros de ^3He al año como indica la figura 1. Debido a esto la demanda superó la producción, por lo que se pone en riesgo los desarrollos científicos que se pueden hacer con este isótopo [12] [13].

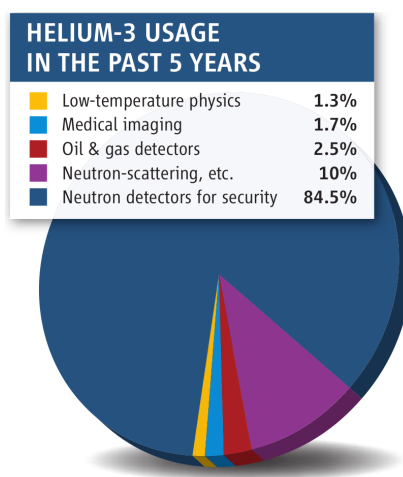


Figura 1: Los usos del ^3He después de los atentados del 11 de septiembre. [12]

La actual escasez de ^3He , principal material utilizado para la detección de neutrones y la alta toxicidad y corrosión del BF_3 , ha motivado que distintos laboratorios se encuentren actualmente dedicados a la búsqueda de técnicas alternativas de detección de neutrones [14] [15]. Debido a que el WCD posee un gran volumen activo y además está basado en agua pura que es un elemento abundante y de bajo costo, desde la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) se han planteado desarrollos en esta dirección como se indica en [16], la idea de este proyecto de tesis es continuar con este trabajo y desarrollar un detector de neutrones para portales aduaneros que sea una alternativa económica al ^3He .

Capítulo 1

Interacción neutrón-materia

1.1. El neutrón

El neutrón es una partícula subatómica que no posee carga eléctrica neta, fue descubierta en 1932 por J. Chadwick, posee una masa de $939,565 \text{ MeV}/c^2$ y un espín con valor $1/2$ y un momento magnético intrínseco de $-1,913\mu_N$ donde μ_N es el magnetón nuclear, con un valor de $\mu_N = 5,05 \times 10^{-26} \text{ J/T}$ [17].

El neutrón es junto con el protón uno de los constituyentes del núcleo atómico, ambas partículas están ligadas dentro del núcleo atómico debido a la *fuerza nuclear fuerte*. Fuera del núcleo, el neutrón en estado libre no es una partícula estable y posee un tiempo de vida media característico de $\tau = 881,5 \text{ s}$, decayendo en un electrón, un protón y un antineutrino electrónico [18].

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

Al ser el neutrón una partícula sin carga eléctrica, difícilmente interactúa de forma directa con un electrón. El núcleo atómico tiene un tamaño 10^{-4} veces más pequeño que el tamaño típico de la nube de electrones, así, la probabilidad de interacción del neutrón es menor a la de una partícula cargada de energía cinética comparable.

En los fotones, la probabilidad de interacción depende no solo de la energía del foton incidente sino del número atómico (Z) del blanco. Los fotones al igual que las partículas cargadas interactúan con la nube de electrones de un átomo por lo que en general, tienen una mayor probabilidad de interacción con la materia que los neutrones. La figura 1.1 es una comparación entre las **secciones eficaces** (ver sección 1.2) totales entre un fotón y un neutrón para un blanco de ^{16}O . Para energías menores a 10^5 eV los fotones tienen

una probabilidad de interacción varios órdenes de magnitud mayor que la del neutrón. A medida que la energía incidente aumenta, las curvas se acercan, para energías mayores de 10^5 eV, σ es ligeramente mayor para el neutrón que para los fotones, los picos que se observan en la curva del neutrón, son debidas a las *resonancias* del neutrón en el Oxígeno. Las resonancias son el aumento abrupto de la sección eficaz debido a que la energía del neutrón incidente es igual a la necesaria para llegar a un estado excitado del núcleo compuesto. Por lo tanto un neutrón puede penetrar en la materia más profundamente que una partícula cargada.

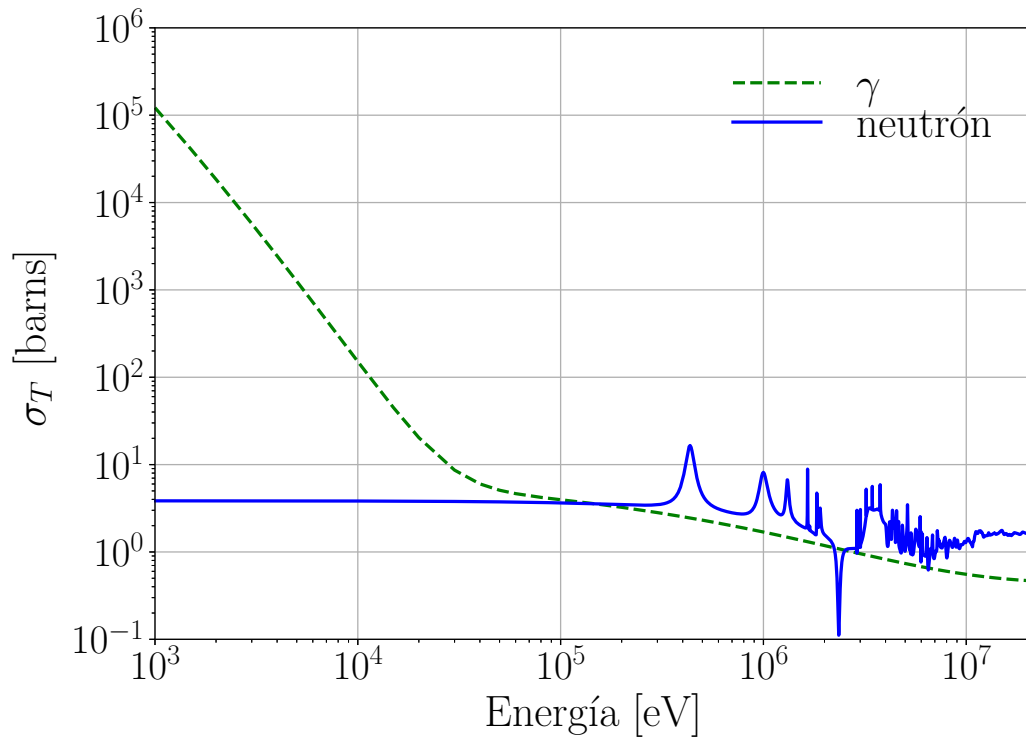


Figura 1.1: Comparación de las secciones eficaces del neutrón y un γ con un blanco de Oxígeno. Para energías menores a 10^5 eV los rayos γ tienen una probabilidad de interacción varios órdenes de magnitud mayor que la del neutrón, a medida que la energía incidente aumenta, σ_T decrece rápidamente para los rayos γ , para energías mayores de 10^5 eV σ_T es ligeramente mayor para el neutrón que para los γ . Los picos que se observan en la curva del neutrón entre $\sim 10^5 < E_0 < 10^7$ son debidos a las *resonancias* del neutrón en el ^{16}O .

La figura 1.2 muestra las formas en que puede interactuar un neutrón con la materia. Cuando un neutrón colisiona con un núcleo, puede que este sea capturado creando un núcleo compuesto, en cuyo caso el excedente de energía puede ser liberado por medio de la fisión o de la emisión de un rayo gamma. En caso que emerja un neutrón de la colisión con un momento lineal distinto al que tenía antes del choque, se dice que el neutrón fue dispersado. Al dispersarse, si el núcleo no cambia su composición isotópica o energía

interna después de la reacción, el proceso se llama *dispersión elástica*, pero si el núcleo es dejado en un estado excitado, el proceso es *dispersión inelástica*. Un neutrón puede tener multiples dispersiones hasta que finalmente sea absorbido o abandone el material.

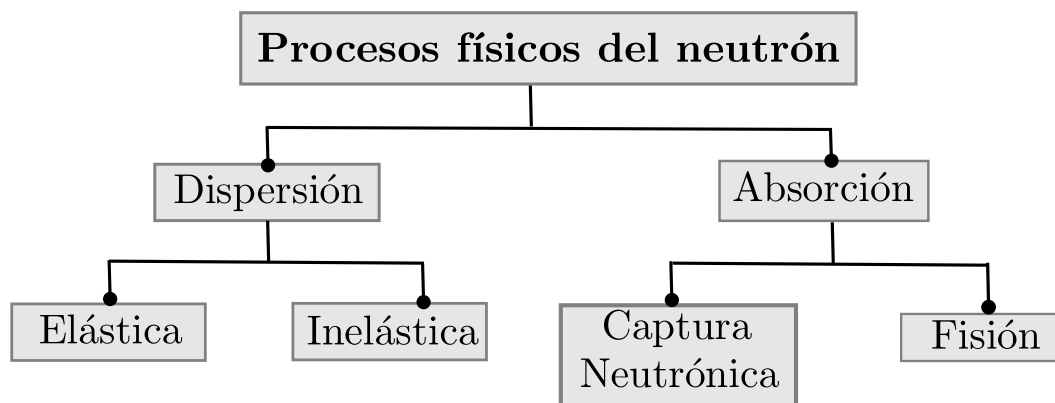


Figura 1.2: Mapa conceptual de los procesos que puede llevar a cabo un neutrón libre al penetrar en un blanco.

Dado que la probabilidad de interacción del neutrón depende de su energía incidente, se define en la tabla 1.1 algunos rangos de energía cinética de los neutrones libres relevantes en los procesos físicos que pueden realizar al penetrar en un material.

Nombre	Rango de energía
Neutrones fríos	$E_K < 0,0025 \text{ eV}$
Neutrones térmicos	$E_K \approx 0,0025 \text{ eV}$
Neutrones epitérmicos	$1 \text{ eV} \leq E_K \leq 1 \text{ keV}$
Neutrones intermedios	$1 \text{ keV} \leq E_K \leq 0,1 \text{ MeV}$
Neutrones rápidos	$E_K > 0,1 \text{ MeV}$

Tabla 1.1: Clasificación de los neutrones en términos de su energía cinética E_K . La velocidad de un neutrón frío de $E_K = 2 \times 10^{-7} \text{ eV}$ es $\sim 6 \text{ m/s}$, un neutrón térmico de $E_K = 0,025 \text{ eV}$ tiene una velocidad de $\sim 2200 \text{ m/s}$ y la de un neutrón rápido de $E_K = 2,5 \text{ MeV}$ es $\sim 1,4 \times 10^7 \text{ m/s}$. [19]

1.2. Sección eficaz

La sección eficaz σ es una cantidad que cuantifica la probabilidad de interacción por núcleo de un haz incidente que penetra en un blanco y se entiende como el área efectiva de un núcleo para interactuar con alguna partícula o forma de radiación.

La figura 1.3 esquematiza un experimento donde un haz monoenergético y colimado de neutrones penetra en un blanco formado por núcleos de un mismo isótopo. Los neutro-

nes incidentes son representados como puntos y los núcleos del blanco como esferas que proyectan un área bien definida.

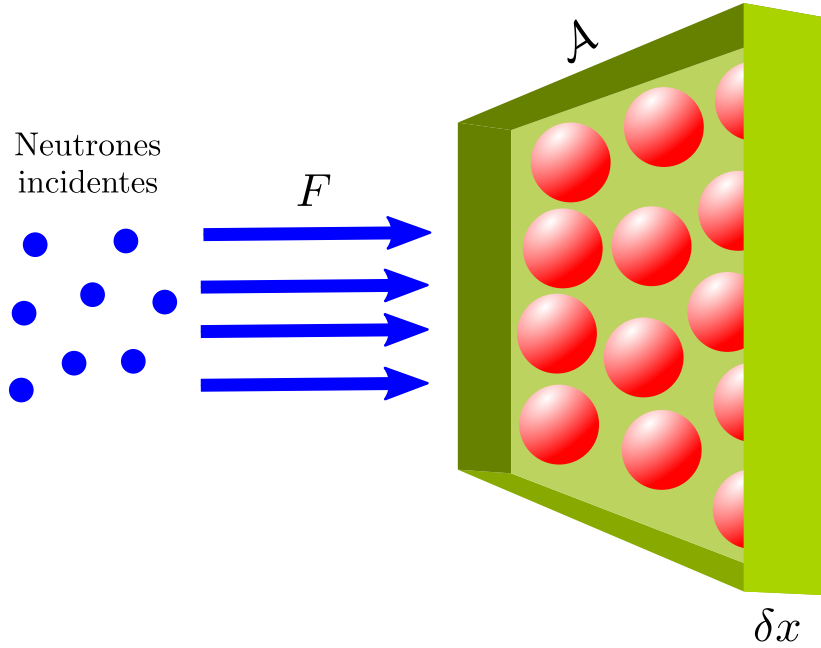


Figura 1.3: Esquema de un flujo F de neutrones colimado (color azul) incidiendo en una lámina con grosor δx , formada por centros dispersores (color rojo) isotópicos que representan en general cualquier tipo de blanco macroscópico. El área activa del blanco \mathcal{A} se define como aquella porción del blanco en la que interactúan los neutrones y está limitada por el grosor del haz incidente.

Las cantidades que participan en los siguientes cálculos son:

- F = flujo = número de neutrones que llegan al blanco por unidad de área por unidad de tiempo.
- n = número de centros dispersores por unidad de volumen.
- $dV = \mathcal{A} \delta x$ = Volumen del blanco.
- $\mathcal{N} = n dV$ = número de centros dispersores en el blanco.
- σ = Sección eficaz.

El flujo de neutrones está dado por:

$$F = \frac{N_{\text{incidentes}}}{(\mathcal{A} \Delta t)} \quad [F] = [\text{área} \cdot \text{tiempo}]^{-1} \quad (1.1)$$

El número de reacciones por unidad de tiempo está dado por:

$$\frac{\text{Num. de reacciones}}{\Delta t} = \sigma \mathcal{N} F \quad (1.2)$$

Despejando, la sección eficaz de la ecuación (1.2) tenemos:

$$\sigma = \frac{\text{Num. de reacciones}}{(\mathcal{N} F \Delta t)} \quad [\sigma] = [\text{área}] \quad (1.3)$$

La sección eficaz σ en general se mide en barn (b), donde $b = 10^{-28} m^2 = 10^{-24} cm^2$.

La probabilidad de interacción de un neutrón con un núcleo va a estar dada por la razón entre el número de neutrones que interactúan en el blanco y cantidad total de neutrones que llegan al blanco. Reemplazando de las ecuaciones (1.1) y (1.2) obtenemos:

$$P = \frac{\text{Num. de reacciones}}{N_{\text{incidentes}}} = \frac{\sigma \mathcal{N} F \Delta t}{F \mathcal{A} \Delta t} = \frac{\sigma n \mathcal{A} \delta x}{\mathcal{A}} = \sigma n \delta x \quad (1.4)$$

Por lo tanto, la probabilidad de interacción de un neutrón en un blanco es proporcional a la sección eficaz, al grosor del blanco y a la densidad de núcleos dispersores en el material. Si el material al frente del haz de neutrones es una mezcla heterogenea de dos elementos distintos, definimos entonces la sección eficaz macroscópica como

$$\Sigma = n_1 \sigma_1 + n_2 \sigma_2 \quad (1.5)$$

En adelante se utilizará la siguiente nomenclatura para identificar las reacciones nucleares:

$$a + b \rightarrow c + d \quad \Longleftrightarrow \quad b(a, d)c \quad (1.6)$$

donde:

- a : es el proyectil.
- b : es el blanco.
- c : es el producto.
- d : es el eyectil.

En caso de que el blanco no sea especificado y se quiera hacer énfasis en el proyectil y el eyectil, se suele simplificar como (a, d) .

1.3. Dispersión elástica (n, n).

La dispersión es un proceso en el que el neutrón incidente, al interactuar con un núcleo, es forzado a desviar su trayectoria. Aunque un neutrón reaparece después de la colisión, éste puede no ser el mismo que inicialmente interactuó con el núcleo. La dispersión elástica se caracteriza porque la energía cinética total y el módulo del momento lineal del sistema neutrón-núcleo antes y después de la colisión se conserva, a diferencia de la dispersión inelástica donde parte de la energía cinética se utiliza para dejar al núcleo en un estado excitado. Los productos después de la colisión son idénticos a los productos antes de esta, pero sus direcciones de propagación se modifican como indica la figura 1.4.

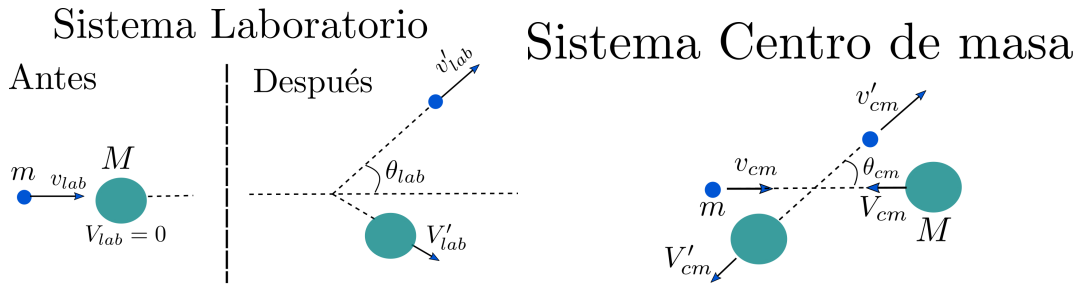


Figura 1.4: Esquema de un choque elástico visto desde el Sistema Laboratorio y el Sistema Centro de Masa. Un neutrón de masa m colisiona con un núcleo de masa M y es dispersado a un ángulo θ con respecto a la dirección inicial del neutrón incidente. La energía cinética total del sistema se conserva.

La probabilidad de que un neutrón sea absorbido en un material disminuye rápidamente a medida que aumenta la energía cinética de éste, en general el neutrón debe perder suficiente energía antes de ser finalmente capturado por un núcleo. Este proceso se llama *moderación* y tiene gran importancia en la detección de neutrones, ya que la mayoría de fuentes de neutrones producen neutrones rápidos que deben ser moderados para su posterior captura y detección.

Moderación de neutrones: Durante su paso por un medio, los neutrones con energía cinética $E_K > 1$ eV transfieren parte de su energía cinética al núcleo debido a la *dispersión múltiple* hasta que abandona el blanco o es absorbido por algún núcleo del material.

En el Apéndice A se calcula la razón entre las energías cinéticas del neutrón antes y después de un choque elástico. El máximo y mínimo de la ecuación (A.6) depende

del ángulo que se forma después de la colisión ($0 < \theta_{cm} \leq \pi$).

$$\left. \frac{E'}{E_0} \right|_{min} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2; \quad \left. \frac{E'}{E_0} \right|_{max} = \left(\frac{A+1}{A+1} \right)^2 = 1 \quad (1.7)$$

Así la energía cinética del neutrón después de la colisión está en el rango de:

$$\left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 E_0 < E' < E_0$$

Por lo tanto:

$$\begin{cases} A \gg 1 & \rightarrow E' \approx E_0 & \text{no hay moderación} \\ A \approx 1 & \rightarrow 0 < E' < E_0 & \text{hay moderación} \end{cases} \quad (1.8)$$

Por lo tanto los neutrones de alta energía pueden ser moderados por **materiales que contengan núcleos livianos como el agua (H_2O) y la parafina ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$)**.

Energía transferida: La energía promedio del neutrón después del choque es:

$$\langle E' \rangle = \frac{1}{2}(\alpha E_0 + E_0) \quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

La energía transferida al núcleo ΔE para un choque elástico es

$$\langle \Delta E \rangle \equiv E_0 - E'_{av} = \frac{1}{2}(1 - \alpha)E_0 \quad (1.9)$$

Lo que indica que si la energía del neutrón disminuye también disminuye la energía promedio que es transferida. Dado que el rango de energía de los neutrones es bastante amplio (desde $\sim \text{meV}$ hasta MeV) es común utilizar la escala logarítmica para su representación. Podemos definir de esta manera la pérdida promedio de energía logarítmica por cada colisión elástica ξ , es decir el valor promedio del cambio de energía cinética en escala logarítmica ($\ln E_0 - \ln E' = \log(E_0/E')$). Para una dispersión isotrópica con respecto al núcleo se tiene: [20]

$$\xi \equiv \left\langle \ln \left(\frac{E_0}{E'} \right) \right\rangle = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right) \quad (1.10)$$

Este resultado es independiente de la energía inicial del neutrón, por lo tanto es posible calcular (en una escala logarítmica) la pérdida de energía del neutrón en una colisión elástica independiente de su energía cinética inicial.

1.4. Dispersión Inelástica (n, n'):

Es un proceso de dispersión en el cual parte de la energía cinética del neutrón incidente es transferida al núcleo en forma de energía de excitación E^* , es decir, la energía cinética total del sistema no se conserva. Dado que el núcleo es dejado en un estado excitado, la energía del neutrón emitido es por lo general mucho menor a la energía del neutrón incidente. Luego de la colisión, el núcleo excitado puede emitir uno o varios rayos gamma para volver a su estado base como indica la figura 1.5.

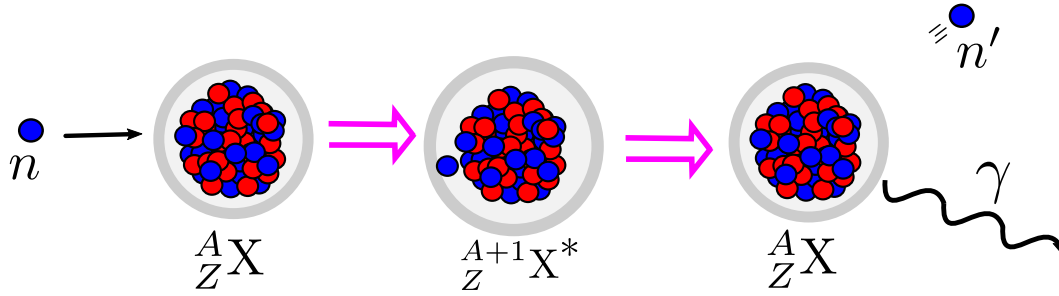
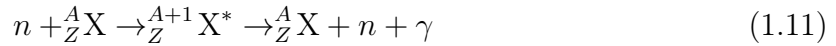


Figura 1.5: Representación de un choque inelástico entre un neutrón n y un núcleo A_ZX . El neutrón incidente crea momentáneamente un núcleo compuesto ${}^{A+1}_ZX^*$ que vuelve a su estado base emitiendo un neutrón y uno o más rayos γ .

Este proceso es ilustrado en la siguiente relación:



donde, A_ZX es un núcleo presente en el blanco y ${}^{A+1}_ZX^*$ es el núcleo inestable en estado excitado. También hay colisiones inelásticas donde más de un neutrón es emitido por el núcleo ($n, 2n$), ($n, 3n$)... o incluso partículas cargadas (n, p) o (n, α), este proceso puede ser exotérmico o endotérmico.

La dispersión inelástica es más probable con neutrones de alta energía $E_K > 1$ MeV, entre mayor sea la energía cinética del neutrón mayor será la cantidad y la energía de los rayos gammas que sean emitidos por el núcleo excitado. Como se detalla en el capítulo (3) las simulaciones realizadas con neutrones de alta energía producen rayos gammas que alcanzan hasta los 7 MeV.

1.5. Fisión (n, f):

Si el material posee ciertos núcleos pesados es posible que la captura del neutrón produzca la división de este en dos fragmentos con la liberación de una cantidad considerable de

energía. La fisión ocurre cuando un neutrón colisiona con un núcleo pesado y éste se divide. El proceso de fisión no puede ser explicado con base en el comportamiento de un nucleón en el núcleo, es necesario tener en cuenta el comportamiento de todos los nucleones para analizarlo y es mejor explicado por medio del modelo de gota líquida. [21].

En un núcleo esférico la tensión superficial tiende a estabilizar el núcleo por encima de los efectos de distorsión debidos a la repulsión de los protones. Cuando un núcleo es perturbado por la adición de un neutrón comienza a oscilar, esta oscilación deforma la simetría del núcleo. Esto lleva a una distribución no uniforme de la carga eléctrica y a una disminución de la fuerza nuclear fuerte debido al aumento del área.

Durante esta perturbación dos acumulaciones de nucleones son formadas, por lo general estas acumulaciones son de diferentes tamaños y tienden a alcanzar su máxima estabilidad cerca de los números mágicos. El área del 'cuello' que une estas dos regiones contiene nucleones que garantizan el balance de nucleones durante la reacción nuclear, en algún punto la fuerza coulombiana de los protones supera la fuerza nuclear que mantiene unido estas regiones por lo que se separan, como se ilustra en la figura 1.6.

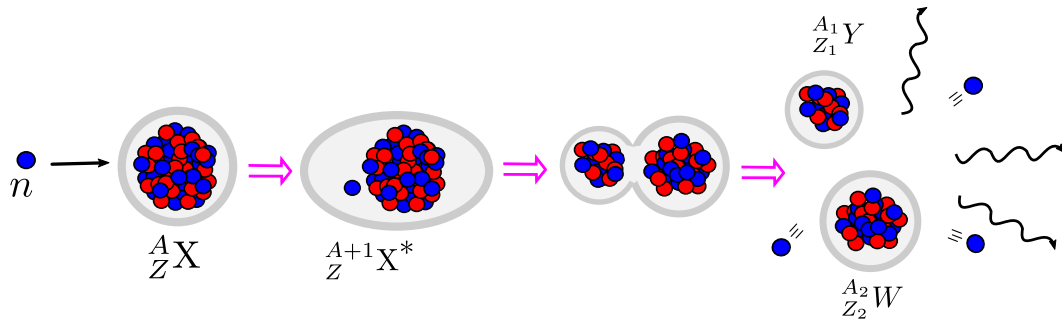


Figura 1.6: Esquema de la fisión inducida en un núcleo pesado. El neutrón absorbido por el núcleo ${}^A_Z X$ genera un núcleo en un estado excitado, debido a su estado, este núcleo es inestable y se divide en núcleos más livianos Y y W liberando más neutrones y rayos γ .

1.6. Absorción neutrónica (n, γ):

Este proceso puede ocurrir a todas las energías cinéticas pero es más probable en neutrones de baja energía $E_K \leq 1$ eV. Al capturar el neutrón, el núcleo queda en un estado excitado debido a la energía cinética y aumento de energía de ligadura ΔE_B que el neutrón aporta a este, pasado un tiempo $\sim 10^{-14}$ s vuelve a su estado base emitiendo un γ como se indica en la figura (1.7).

Esta es una reacción exotérmica ($Q > 0$) porque la energía de ligadura del nuevo núcleo

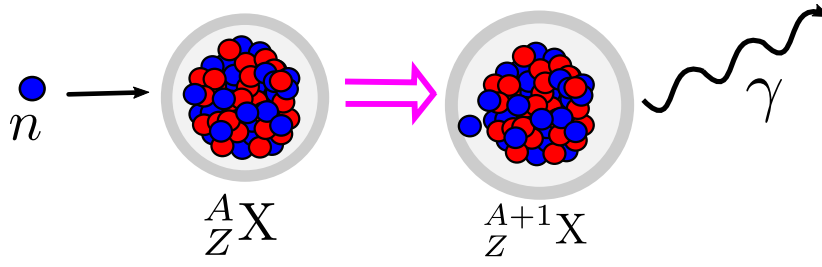


Figura 1.7: El neutrón es absorbido y parte de la energía transferida al núcleo es liberada por medio de radiación γ .

es mayor que la energía cinética del núcleo original. La figura 1.8 muestra un diagrama de niveles de energía de la formación del núcleo compuesto y su decaimiento asociado con las resonancias del ${}^{238}\text{U}$ para neutrones incidentes de 6.67 eV. La energía del sistema Centro de Masa E_c para un neutrón incidente de energía cinética E_L en el sistema laboratorio es $E_c = [A/(A + 1)]E_L$.

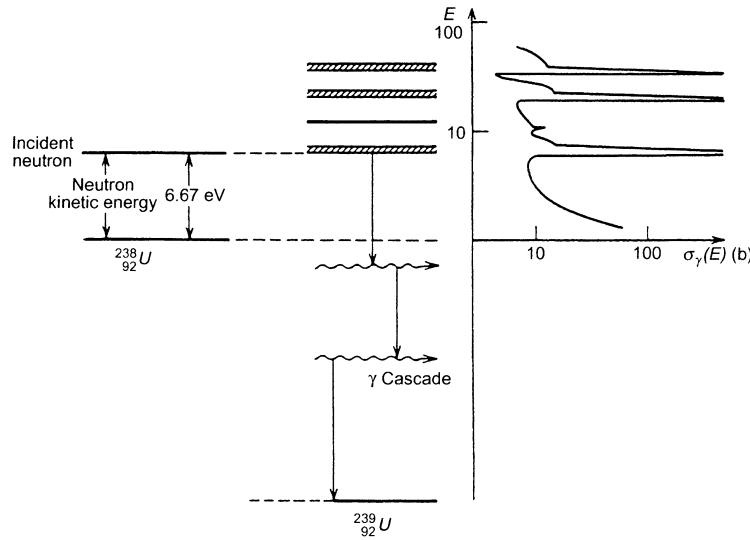


Figura 1.8: Para la reacción ${}^{238}\text{U}(n, \gamma){}^{239}\text{U}$ se puede observar la coincidencia entre el diagrama de niveles de energía de la formación del núcleo compuesto ${}^{239}\text{U}$ con las resonancias en la sección eficaz de captura neutrónica σ_γ del ${}^{238}\text{U}$ [22]

El aumento en la energía cinética debida a la absorción del núcleo es ΔE_B . Si $E_C + \Delta E_B$ está cerca de un nivel de energía de excitación del núcleo compuesto, es probable que el núcleo no reemita un neutrón sino que decaiga al estado base con la emisión de uno o más rayos gamma, cuya energía combinada será igual a la diferencia energética entre el estado base y el estado excitado del núcleo compuesto [22].

1.7. Fuentes radioactivas de neutrones

Debido a su corto tiempo de vida, los neutrones libres no están presentes en la naturaleza a menos que sean producidos por una reacción. Por este motivo se requieren fuentes de neutrones artificiales. El método más simple consiste en separarlos de núcleos con una baja energía de ligadura. Los núcleos son bombardeados con algún proyectil (α , γ , p , etc) y si la energía de excitación en el núcleo compuesto es mayor que la energía de ligadura del neutrón menos ligado, éste es emitido por el núcleo y el excedente de energía es distribuido como energía cinética del neutrón y el núcleo restante. Si el núcleo aún se encuentra en estado excitado puede emitir un γ para volver a su estado base. Algunos núcleos pesados, también llamados *transuránicos* decaen por fisión espontánea, es decir que no necesita de un neutrón incidente que produzca la reacción, dado que durante la fisión se producen varios neutrones estos elementos pesados pueden usarse como fuente de neutrones [23].

Para el desarrollo de este trabajo se utilizaron dos fuentes, una de ^{252}Cf que emite por fisión espontánea y otra de $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ que utiliza la reacción (α, n) para producir neutrones.

$^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ En la figura 1.9 se puede observar el orden de las reacciones que ocurren en la fuente:

1. El núcleo de ^{241}Am decae por medio de la emisión de una partícula alfa.
2. La partícula alfa colisiona con el núcleo de ^9Be y se genera el núcleo compuesto $^{13}\text{C}^*$ en estado excitado.
3. Dado que la energía de excitación del $^{13}\text{C}^*$ ($\sim 10\text{MeV}$) es mayor que la energía de ligadura del neutrón menos ligado ($4,937\text{ MeV}$ [23]), el núcleo emite un neutrón y un rayo gamma de $4,44\text{ MeV}$ para volver a su estado base.

La energía de ligadura del neutrón menos ligado en el ^9Be es $E_B = 1,666\text{ MeV}$, como esta energía es menor a la del rayo gamma que procede del estado excitado del Carbono $E_\gamma = 4,44\text{ MeV}$, se puede producir la reacción $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ por lo que va a contribuir a la producción de más neutrones.

Para calcular la actividad de la fuente $A(t)$ en un tiempo t posterior a la calibración se utiliza la ley del decaimiento radiactivo de Rutherford-Soddy.

$$A(t) \equiv -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1.12)$$

Donde $N(t)$ es el número de núcleos en el instante t , λ es la constante de decaimiento (propia del isótopo) y A_0 es la actividad en la fecha de calibración. Se define la semi-

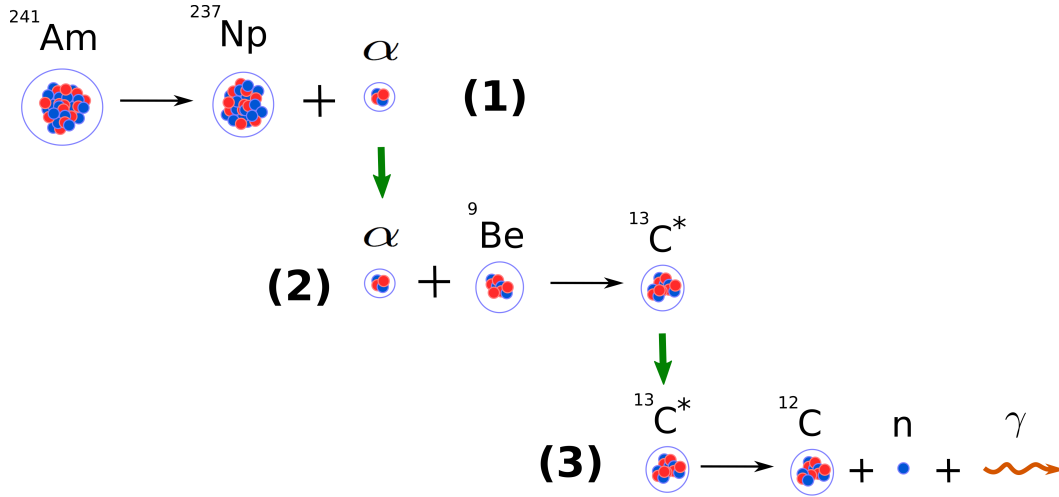


Figura 1.9: Esquema de las reacciones nucleares en la fuente AmBe para la emisión de neutrones.

vida de una fuente como el tiempo en el que la actividad decae hasta la mitad.

$$A(T_{1/2}) \equiv \frac{A_0}{2} \quad \rightarrow \quad T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.13)$$

Despejando λ de la ecuación (1.13) y reemplazando en la (1.12) tenemos:

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t\right) \quad (1.14)$$

La tabla 1.2 muestra las características del isótopo de ^{241}Am y las características específicas de la fuente utilizada en las mediciones.

En la Figura 1.10 se muestra el espectro de energías de los neutrones que provienen de la fuente de AmBe. La distribución de energías varía continuamente desde $\sim\text{keV}$, tiene dos picos de intensidad en 3,5 y 5 MeV y dos picos menos pronunciados en 8 y 10 MeV. El máximo de energías está aproximadamente 11 MeV y la energía promedio del neutrón en este espectro es de 4,4 MeV [24].

^{252}Cf Es un elemento artificial sintetizado por primera vez en 1950. Como todos los elementos artificiales, no tiene peso atómico estandar porque no tiene isótopos estables. Este elemento puede decaer de dos maneras distintas como se muestra en las ecuaciones (1.15) y (1.16). La producción de neutrones se da solamente en el segundo caso cuando el núcleo inestable de Cf se divide a través de la fisión espontánea.

Fecha calibración	22 Octubre 1969
Actividad	1 Ci α
Yield	$2,4 \times 10^6 \frac{n}{s \ 4\pi}$
$T_{1/2}$ (^{241}Am)	432,2 años
Actividad [29/10/2017]	0,93 Ci α
Yield [29/10/2017]	$2,222 \times 10^6 \frac{n}{s \ 4\pi}$
α [MeV]	5,485 (84,5 %)
α [MeV]	5,442 (13,0 %)
γ_{Am} [MeV]	0,06 (36,0 %)
$\gamma_{^{13}\text{C}^*}$ [MeV]	4,44

Tabla 1.2: Propiedades de la fuente de ^{241}Am - ^9Be utilizada, el *yield* es la cantidad de neutrones que se producen por segundo por ángulo sólido. El porcentaje (%) corresponde a la intensidad de los decaimientos.

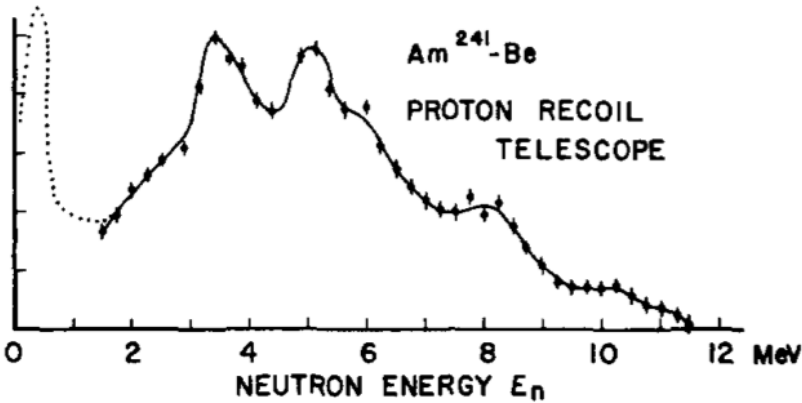
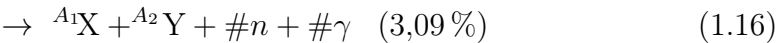


Figura 1.10: Espectro de neutrones de la fuente de $AmBe$. La distribución de energías varía desde $\sim\text{keV}$ hasta 11 MeV, tiene dos picos de intensidad en 3.5 y 5 MeV y la energía promedio del neutrón en este espectro es de 4.4 MeV[24].



En la Tabla 1.3 se presentan las principales características de la fuente de Californio usada en las mediciones.

Diferentes experimentos [25], [26] demostraron la similitud entre el espectro de ener-

Fecha calibración	29 <i>junio</i> 1994
Actividad	1 Ci
Yield	$2,7 \times 10^6 \frac{n}{s \ 4\pi}$
$T_{1/2} (^{252}\text{Cf})$	2,64 años
Actividad [29/10/2017]	2 mCi
Yield [29/10/2017]	$5,9 \times 10^3 \frac{n}{s \ 4\pi}$
α [MeV]	6,118 (84,2 %)
α [MeV]	6,075 (15,7 %)
SF	figura 1.12

Tabla 1.3: Propiedades de la fuente de ^{252}Cf utilizada. El yield es la cantidad de neutrones que se producen por segundo por ángulo sólido. El porcentaje en los decaimientos α corresponde a la intensidad de estos.

gía de la fisión espontánea del ^{252}Cf y el de la fisión inducida del ^{235}U . El espectro de fisión del ^{235}U es uno de los más estudiados y se puede ajustar a la expresión $N(E) = Ae^{-bE} \sinh(\sqrt{cE})$ donde $N(E)$ es el número de neutrones de energía E por unidad de energía (MeV) [27]. La misma expresión empírica se usó para ajustar la fuente de ^{252}Cf como se muestra en la Figura 1.11.

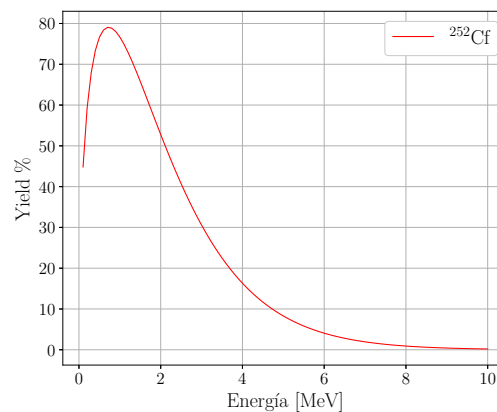


Figura 1.11: Espectro de neutrones de la fuente de ^{252}Cf ajustado a la expresión $Ae^{-bE} \sinh(\sqrt{cE})$ con los valores $A = 100$, $b = 1,036/\text{MeV}$ y $c = 2,29/\text{MeV}$ [26]. El espectro tiene un máximo de intensidad 0,7 MeV y el máximo en energía se ubica en 10 MeV.

En la figura 1.12 se observa el espectro continuo de gammas de la fuente de ^{252}Cf a diferencia de la fuente de ^{241}Am - ^9Be que tiene un solo pico en 4.44 MeV. La razón es que los productos de la fisión se rigen bajo una distribución característica y tienen diferentes energías de excitación que generan gammas en un espectro continuo.

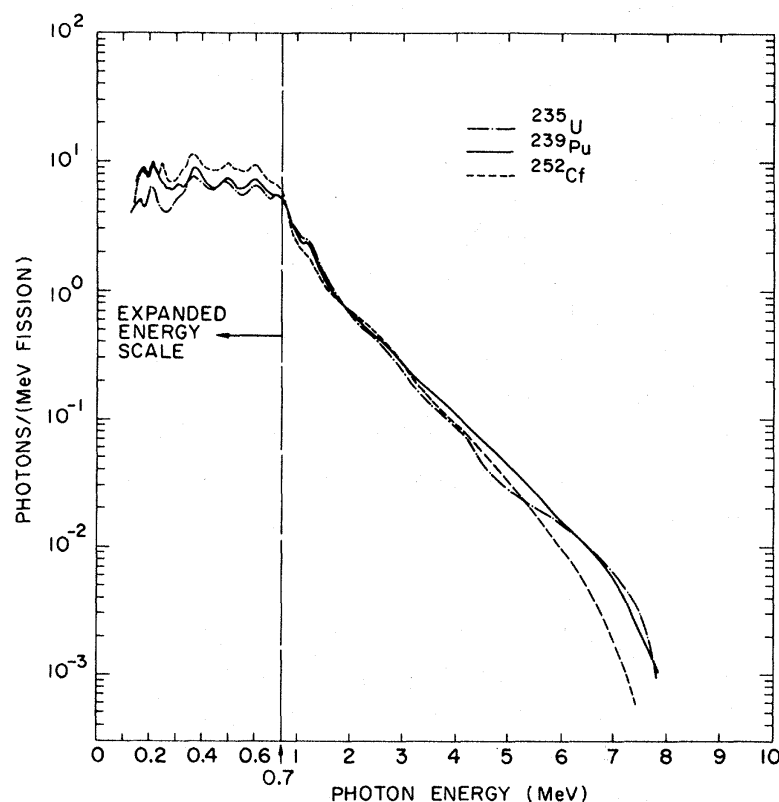


Figura 1.12: Espectro de gammas de la fisión espontánea de la fuente de ^{252}Cf y la fisión inducida del ^{235}U y el ^{239}Pu [28].

1.8. Aspectos generales de la interacción de los fotones gamma con la materia

La radiación electromagnética del tipo gamma, está constituida por fotones con frecuencias $\nu > 10^{19}$ Hz que corresponde a energías mayores a 100 keV. Esta radiación puede ser generada por el decaimiento de un núcleo hacia un estado de menor energía, por transiciones en el átomo, por la aniquilación de una partícula con su antipartícula, o como producto de una reacción nuclear, este tipo de radiación mantiene relación tanto con la energía de la radiación incidente como del número atómico del material blanco.

Los tres mecanismos principales en los que interactúan los fotones con la materia son:

efecto fotoeléctrico, efecto Compton y creación de pares.

1.8.1. Efecto fotoeléctrico

Consiste en la interacción de un fotón con algún electrón de un átomo de forma que el fotón es absorbido entregando toda su energía. El efecto fotoeléctrico no puede ocurrir con un electrón libre porque violaría las leyes de conservación del momento. Con la energía que gana, el electrón escapa del átomo, dicho electrón es conocido como *fotoelectrón*.

Para los rayos gamma con suficiente energía, el origen más probable de los fotoelectrones es la capa más ligada o capa K del átomo. El fotoelectrón escapa del átomo con una energía cinética $E_k = h\nu - B_e$ donde E_k es la energía del fotón incidente, $h\nu$ la energía de ligadura del electrón B_e .

Al ser emitido el fotoelectrón, el átomo queda ionizado con una vacancia en una de sus capas internas. Dependiendo del Z del átomo ionizado y de la capa en donde está la vacancia, ésta puede ser llenada con un electrón de una capa superior, o bien dando como resultado una transición donde son emitidos rayos X característicos o fluouorescentes.

El efecto fotoeléctrico es predominante en rayos gamma y X de menor energía, la probabilidad de este proceso también es proporcional al Z del blanco como $Z^4 - Z^5$. En la fig 1.15 se observa la zona donde el efecto fotoeléctrico es predominante dependiendo del Z y la energía del fotón. [29].

1.8.2. Efecto Compton

Es un tipo de dispersión de fotones debido a la interacción con los electrones. La energía de ligadura de los electrones ubicados en las capas externas B_e es mucho menor la energía de un fotón gamma y X ($B_e \ll E_\gamma$), debido a esto los electrones se pueden considerar como libres. Como resultado de la interacción, el electrón es eyectado del átomo como se ilustra la Figura 1.13.

El electrón cuasi-libre es eyectado con una energía cinética $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$ donde E_γ es la energía del fotón incidente y E'_γ la energía del fotón dispersado. A pesar de considerarse un proceso inelástico, la descripción cinemática puede hacerse como si fuera una colisión elástica, así por conservación de la energía cinética y el momemto tenemos:

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \right] \quad \text{con} \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (1.17)$$

donde ϵ es la razón entre la energía del fotón incidente y la masa en reposo del electrón y θ el ángulo entre la dirección del fotón incidente y el dispersado.

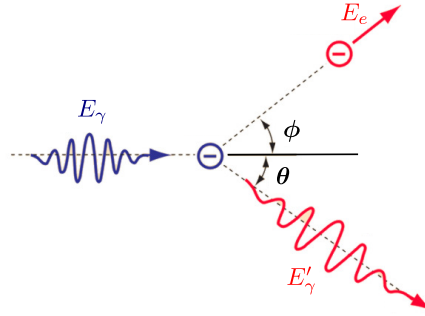


Figura 1.13: Dispersión Compton de un fotón incidente con energía E_γ sobre un electrón cuasi-libre que escapa formando un ángulo ϕ con energía E_e y el fotón es dispersado con energía E'_γ y ángulo θ [30].

La distribución en energía de un electrón que es eyectado por medio de una interacción Compton está dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = A \left[2 + \frac{\epsilon_e^2}{\epsilon^2(1 - \epsilon_e)^2} + \frac{\epsilon_e}{1 - \epsilon_e} \left(\epsilon_e - \frac{2}{\epsilon} \right) \right] \quad \text{con } \epsilon_e = \frac{T_e}{E_\gamma}, \quad \epsilon = \frac{E_\gamma [\text{keV}]}{511} \quad (1.18)$$

Donde E_γ es la energía del gamma incidente, T_e la energía del electrón eyectado y A es una constante de proporcionalidad. La figura 1.14 muestra la distribución de energías para gammas de diferentes energías, en particular 2,2 MeV que es la energía del rayo gamma que proviene de la captura del neutrón por parte del hidrógeno.

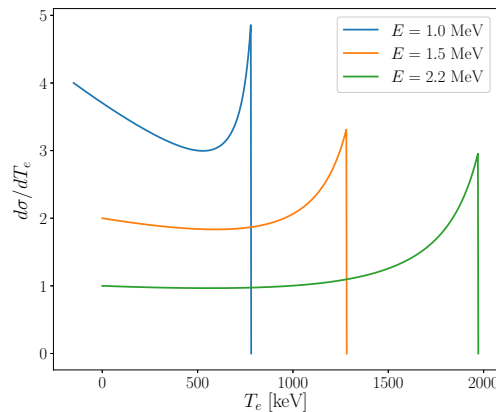


Figura 1.14: Distribución en energía de los electrones eyectados de una interacción Compton. El valor anotado cerca al borde Compton corresponde a la energía del fotón incidente calculado con la ecuación (1.17).

1.8.3. Producción de pares

Este efecto ocurre cuando un fotón se acerca lo suficiente a un núcleo, o electrón, e interactúa con su campo eléctrico. El fenómeno tiene como resultado la desaparición del fotón y creación de un par electrón - positrón. Para que esto sea posible, el fotón debe poseer una energía mínima correspondiente a la energía en reposo del par creado, es decir 1022 keV y su probabilidad está relacionada con el Z del material blanco según Z^2 . Para casos en que la energía disponible sea mayor a este valor, el excedente se transforma en energía cinética del par según:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_\gamma - 2m_0c^2$$

Dado que ambas partículas poseen carga interactúan con el medio a las energías típicas de los procesos nucleares principalmente por medio de la fuerza Coulombiana y depositando su exceso de energía. Cuando el positrón se encuentra en equilibrio térmico con el medio, se aparea con un electrón formando un positronio, que al decaer da origen a la aniquilación del par con la emisión de dos fotones de aniquilación, con momentos lineales opuestos y de energía equivalente a la energía en reposo del par, es decir 511 keV cada uno.

La región predominante para cada uno de los tres principales procesos físicos del fotón gamma se muestran en la Figura 1.15, σ , τ , κ son los coeficientes de atenuación lineal para Compton, Fotoeléctrico y Producción de pares respectivamente. Las interacciones por efecto fotoeléctrico son más importantes solo para energías del fotón $h\nu$ pequeñas y Z grandes. La producción de pares es de mayor importancia solo para grandes $h\nu$ y Z . Las colisiones Compton son predominantes en el dominio de energías medias y para todo Z .

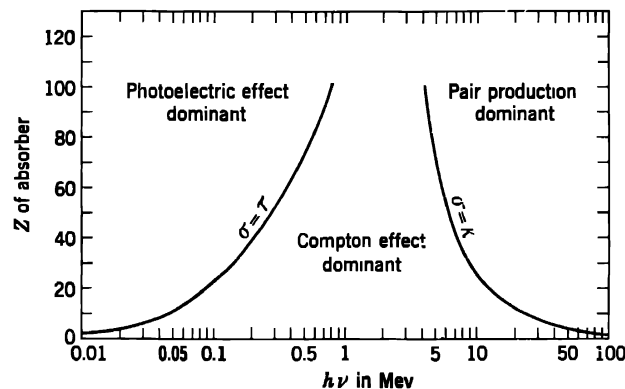


Figura 1.15: Importancia relativa de los tres principales tipos de interacción para los rayos gamma. Las curvas representan los valores de Z y $h\nu$ donde los dos efectos vecinos son iguales. [31]

1.9. Radiación producida por partículas cargadas

Cuando una partícula cargada pasa por un medio puede perder energía por de dos formas: Por colisión o por radiación. El detector utilizado registra las pérdidas radiativas de partículas cargadas en agua, por eso estas pérdidas son de especial interés. Esta sección está dedicada a las principales formas de pérdidas de energía por radiación de las partículas cargadas: *Bremsstrahlung* y el *efecto Cherenkov*.

1.9.1. Bremsstrahlung

De acuerdo con la teoría electromagnética clásica, cuando una partícula cargada es acelerada emite radiación electromagnética cuya amplitud debe ser proporcional a la aceleración. La aceleración producida por un núcleo de carga Ze sobre una partícula incidente de carga ze y masa m es proporcional a:

$$\sigma_{\text{emisión}} \propto \left(\frac{Zz e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (1.19)$$

Por lo tanto la pérdida de energía por *Bremsstrahlung* por átomo varía con el cuadrado del número atómico del material del blanco Z^2 e inversamente con el cuadrado de la masa de la partícula incidentem². Para energías por debajo de las centenas de GeV ($E < 10^5 \text{MeV}$), los electrones y positrones son las únicas partículas para las cuales la radiación es importante en la pérdida de energía debido a que su masa es mucho menor que la de otras partículas cargadas.

1.9.2. Efecto Cherenkov

El efecto Cherenkov es un fenómeno físico descubierto a principios de siglo y analizado en detalle en 1934 por el investigador que lleva su nombre [32]. Este fenómeno tiene como resultado la emisión de radiación electromagnética cuando una partícula **cargada** viaja a través de un medio dieléctrico a una velocidad u_p mayor que la velocidad de fase de la luz en ese medio V_n .

$$u_p > c' = \frac{c}{n} < c, \quad (1.20)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción del medio. Para poder observar este efecto es necesario contar con un medio material transparente a la luz emitida como por ejemplo, el agua (rango visible y ultravioleta).

El pasaje de una partícula cargada ioniza el medio, esta ionización temporal produce un

campo eléctrico \mathbf{E} constituido por el intercambio de fotones entre el material y las partículas que se están propagando en el medio, este campo electromagnético polariza el medio a lo largo del recorrido de la partícula, esto tiene como resultado un leve desplazamiento de los electrones del medio y su rápido retorno a su posición de equilibrio, con la emisión de radiación, los fotones que se propagan se producen entonces como respuesta del medio a la propagación de esa partícula.

Cuando la partícula cargada viaja con velocidad menor a la de la luz en el medio $u_p < c'$ la radiación emitida sufre una interferencia destructiva y no resulta observable. Si se mueve más rápido que la luz en el medio $u_p > c'$ pierde energía por colisión (choques columbianos) pero no por ionización, ya que no interactúa con el campo eléctrico remanente que queda a su paso y se obtiene una interferencia coherente observable en una dirección particular respecto de la dirección en que se mueve la partícula cargada [33], formando un cono como indica la figura 1.16. Por lo tanto **la partícula cargada debe viajar a una velocidad mayor que la de la luz en el medio para producir Cherenkov.**

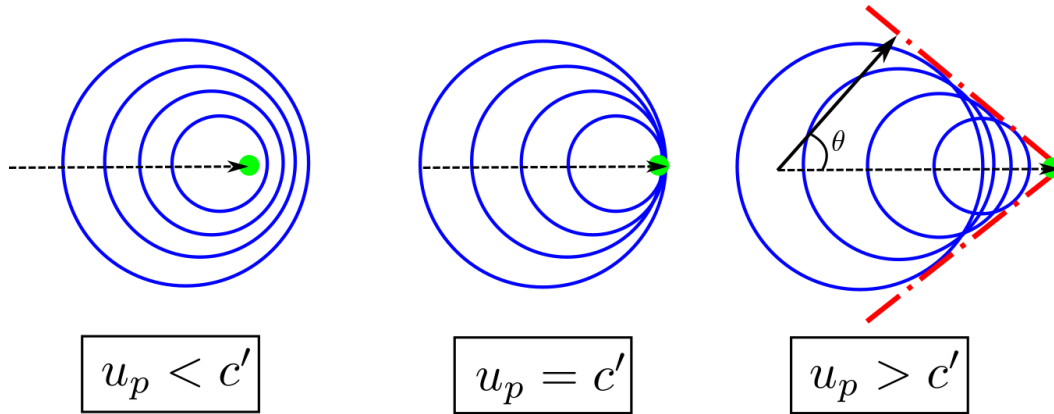


Figura 1.16: Una partícula cargada (verde) viaja en un medio con velocidad constante produciendo un campo eléctrico (azul), cuando su velocidad u_p es mayor que c' el campo eléctrico interfiere constructivamente consigo mismo (rojo) produciendo la emisión de una radiación coherente en el ángulo θ .

La radiación Cherenkov fue desarrollada matemáticamente en 1937 por Frank y Tamm [34]. La electrodinámica clásica plantea la imposibilidad de pérdida de energía por radiación para una partícula cargada en movimiento rectilíneo uniforme en el vacío, Frank y Tamm observaron que este planteamiento no es válido en un medio con índice de refracción $n > 1$. Para que una partícula cargada emita radiación tiene que cumplirse la conservación de la energía, es decir:

$$\left(\frac{dE}{dp} \right)_{\text{partícula}} = \left(\frac{dE}{dp} \right)_{\text{radiación}} \quad (1.21)$$

La energía total de una partícula está dada por:

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2 \quad \mathbf{p} = m\mathbf{u}_p\gamma \quad (1.22)$$

donde mc^2 representa la masa en reposo de la partícula cargada y γ es el factor de Lorentz.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{donde} \quad \beta = \frac{u_p}{c} \quad (1.23)$$

Reemplazando la ecuación (1.22) en la parte izquierda de la ecuación (1.21) tenemos que:

$$\left(\frac{dE}{dp} \right)_{\text{par}} = \frac{pc^2}{E} = \beta c = u_p$$

Además la radiación electromagnética en el vacío es dada por $E_{\text{rad}} = pc$, por lo que:

$$\left(\frac{dE}{dp} \right)_{\text{rad}} = c$$

pero como $u_p < c$ se obtiene que :

$$\left(\frac{dE}{dp} \right)_{\text{par}} < \left(\frac{dE}{dp} \right)_{\text{rad}} \quad (1.24)$$

que no cumple la condición. Esto indica que las leyes de conservación de la energía y el momento previenen a una partícula cargada moviéndose con velocidad constante en el vacío que pierda energía en forma de radiación.

Frank y Tamm descubrieron que dado un medio con índice de refracción $n > 1$, para una partícula con velocidad $u_p = c'$, la ecuación (1.21) se satisface y se emite radiación electromagnética estrictamente en la dirección de movimiento de la partícula, es decir $\theta = 0$. Si la velocidad de la partícula es mayor que la de la luz en el medio $u_p > c'$, la ecuación (1.21) se cumple para una dirección θ en la que se cumpla $v' = c'$ donde $v' = v \cos \theta$. Por lo que el ángulo de propagación de la radiación electromagnética está dado por:

$$\cos \theta = \frac{c}{u_p n} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.25)$$

con respecto a la dirección del movimiento de la partícula como se observa en la figura 1.17.

La velocidad mínima para que una partícula cargada produzca radiación de Cherenkov debe ser igual a la velocidad de la luz en el medio, ec. (1.20). Reemplazando \mathbf{p} y \mathbf{u}_p en (1.22) encontramos que la energía umbral E_U para que las partículas cargadas generen

fotones Cherenkov es:

$$E_U^2 = (mu_p \gamma c)^2 + (mc^2)^2 = m^2 c^4 \left[\frac{\gamma^2}{n^2} + 1 \right]$$

$$E_U = mc^2 \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} = mc^2 \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.26)$$

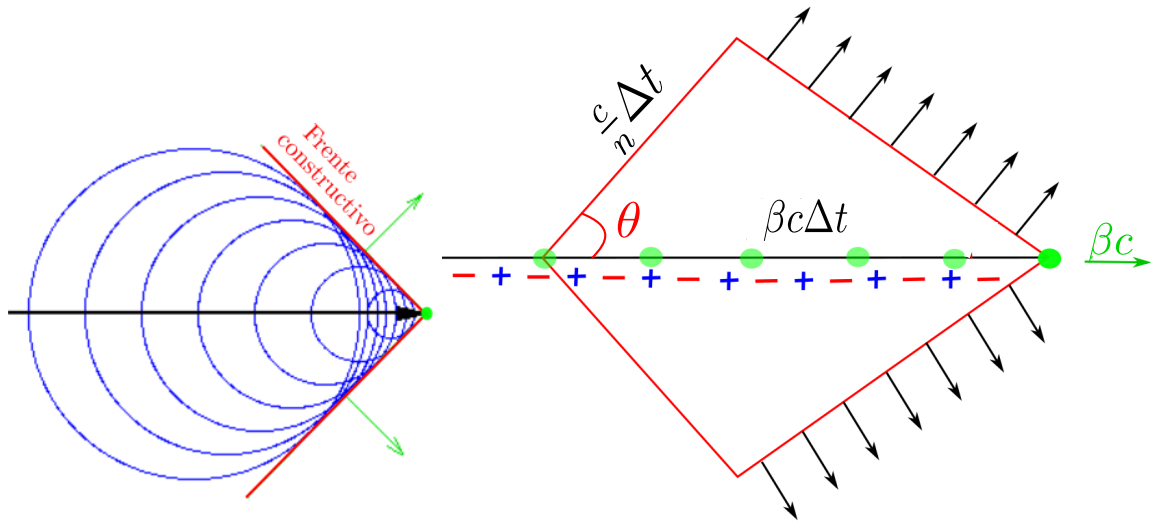


Figura 1.17: Radiación Cherenkov emitida en un ángulo θ respecto la dirección de propagación de la partícula [29].

El índice de refracción del agua es $n = 1,33$, así, con la ecuación (1.26) la energía mínima para producir el efecto Cherenkov en agua para las partículas cargadas más comunes es:

Partícula	Masa $\left[\frac{\text{MeV}}{c^2}\right]$	E. cinética [MeV]	E. Total [MeV]
e^+e^-	0,511	0,264	0,775
$\mu^+\mu^-$	105	54,26	159,26
Protón	938	484	1422

Tabla 1.4: Energía mínima para producir radiación Cherenkov para diferentes partículas cargadas. La energía total es la suma de la energía cinética y la masa de la partícula y es la energía umbral para producir radiación Cherenkov.

La **fórmula de Frank-Tamm** establece una relación para la cantidad de emisión de radiación Cherenkov en una dada frecuencia por una partícula cargada que se mueve en un medio:

$$\frac{dE}{dx d\omega} = \frac{(Zq)^2}{4\pi} \mu(\omega) \omega \left(1 - \frac{c^2}{u_p^2 n^2(\omega)} \right) \quad (1.27)$$

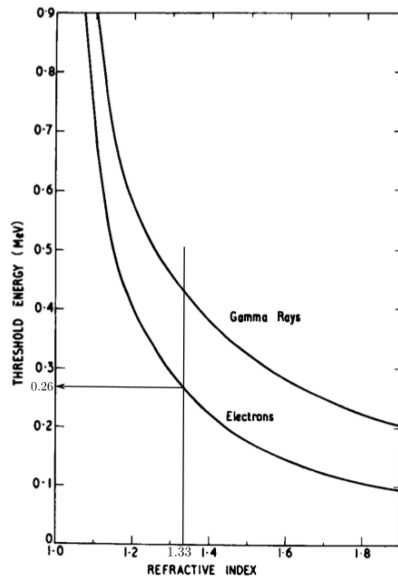
donde $\mu(\omega)$ es la permeabilidad del medio y q es la carga eléctrica de la partícula. Por simplificación suponemos que n es constante y que la permeabilidad μ es igual a la unidad, dado que un fotón tiene energía $h\omega$, podemos suponer que $dE = Nh\omega$ donde N es el número de fotones Cherenkov. Así, el número de fotones en un intervalo de frecuencia entre ω y $\omega + d\omega$ emitidos por la partícula está dado por [35]:

$$N(\omega)d\omega = 4\pi^2 \frac{(Zq)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) d\omega \quad (1.28)$$

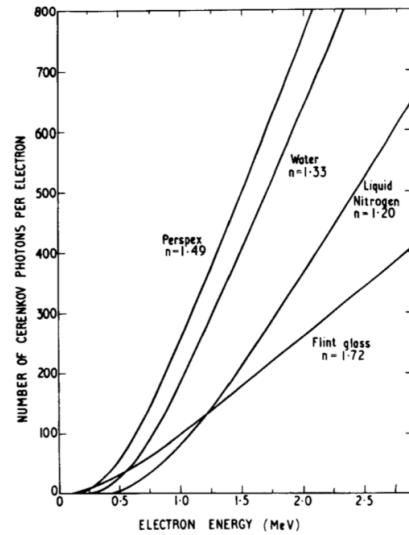
De esta ecuación se pueden concluir que el número de fotones Cherenkov emitidos N aumentan como Z^2 y es aproximadamente independiente de ω . Como el espectro es uniforme en frecuencia, y $E = h\omega$ esto indica que la mayor cantidad de radiación es concentrada en la región de altas frecuencias del espectro.

$$dE_{\text{Cherenkov}} \propto \omega d\omega \quad (1.29)$$

Lo que explica el color azul/violeta de la radiación Cherenkov. También indica la necesidad de elegir materiales para aplicaciones prácticas que sean *transparentes* para frecuencias altas. La figura 1.18 muestra la energía cinética umbral de los electrones para producir radiación Cherenkov.



(a) Energía cinética umbral Cherenkov para electrones y fotones en función del índice de refracción.



(b) Producción de fotones Cherenkov (300 – 600 nm) por electrón en función de la energía cinética de este, en un detector de volumen infinito.

Figura 1.18: Gráfica de la energía cinética umbral de los electrones para producir radiación Cherenkov. La radiación Cherenkov es emitida en un tiempo muy breve, del orden de pico-segundos para medios sólidos y líquidos. [29].

En la figura 1.18a se puede observar como varía la energía umbral para la producción de fotones Cherenkov por un electrón en función del índice de refracción del medio. También se muestra la energía mínima para que un fotón gamma genere un electrón que supere esta energía umbral. En la Figura 1.18b se puede observar, para distintos medios, la cantidad de fotones Cherenkov generados por electrón en función de su energía.

Capítulo 2

Detectores de agua Cherenkov (WCD)

2.1. Características generales de un detector de radiación ionizante

El principio fundamental de un detector es la transferencia de parte o de toda la energía de radiación a su volumen o superficie, en donde ésta es convertida en alguna forma que pueda ser detectada y medida. En este capítulo se comentan las características principales de un detector y las particularidades de un detector Cherenkov en agua.

2.1.1. Sensibilidad

La sensibilidad es la capacidad del detector de producir una señal útil para un tipo dado de radiación y energía. No existe un detector sensible a todo tipo de radiación y a todo valor de energía ni un detector es sensible exclusivamente a una forma de radiación. El trabajo experimental consiste en optimizar determinado tipo de detector para cierta radiación en determinado rango de energías.

El trabajo desarrollado se fundamenta en calcular y caracterizar la sensibilidad de un WCD para la radiación producida por las fuentes radioactivas de neutrones detalladas en la sección 1.7 que poseen un rango de energía hasta los 10 MeV.

La posibilidad de detectar neutrones en el WCD se basa principalmente en la reacción $^1\text{H}(n, \gamma) ^2\text{H}$, detallada en la ecuación (2.1). El fotón gamma generado interactúa en el agua, produciendo electrones secundarios o pares con suficiente energía para generar el efecto Cherenkov, figura 1.18b página 27.



La sensibilidad de un detector dado un tipo de radiación depende de los siguientes factores: [36]

1. La sección eficaz para reacciones ionizantes en el detector.
2. El volumen del detector.
3. El ruido intrínseco del detector.
4. El material que rodea el volumen sensible del detector (protección, envase, blindaje, ...).

La sección eficaz y la masa del detector determinan la probabilidad de que la radiación incidente convierta parte o toda su energía en el detector en una forma de ionización. Como se detalló en el Capítulo 1 las partículas cargadas son altamente ionizantes y por eso la mayoría de detectores son de baja densidad y volumen, para partículas neutras, primero deben realizar una reacción que produzca partículas cargadas capaces de ionizar el medio. Debido a esto la masa de un detector de neutrones, por ejemplo, suele tener un gran volumen.

Incluso si la ionización es producida en el detector, una cantidad mínima es necesaria para que la señal producida sea útil. Este límite inferior es determinado por el ruido proveniente del detector y la electrónica asociada. El ruido aparece como una fluctuación de voltaje o corriente en la salida del detector y siempre es observable.

2.1.2. Respuesta del detector y modo de operación

La mayoría de los detectores son capaces no solo de registrar la radiación incidente sino de proveer alguna información de la energía de la radiación, esto gracias a que la cantidad de ionizaciones producidas por la radiación en un detector es proporcional a la energía que pierde en el volumen sensible.

En general la señal de salida de un detector WCD es en forma de un pulso de corriente. La cantidad de ionización es reflejada entonces por la carga eléctrica contenida en la señal, es decir la integral del pulso con respecto al tiempo. Asumiendo que la forma de los pulsos no cambia de un evento a otro, esta integral es directamente proporcional a la amplitud o altura de pulso, por lo que esta característica se puede usar en estos casos [36].

La respuesta del detector es entonces la relación entre la altura del pulso (ó la carga total en él) y la energía de la radiación.

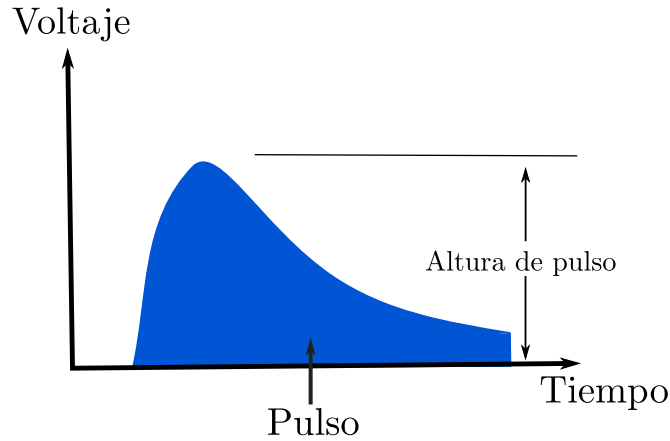


Figura 2.1: Esquema de un pulso de un detector. La carga o cantidad de ionización es proporcional a la integral del pulso con respecto al tiempo. La forma del pulso se caracteriza por tener una subida rápida y una bajada exponencial.

2.1.3. Resolución en energía

La resolución es la capacidad de un detector de distinguir dos energías cercanas simultáneamente. Esta se mide en términos del ancho a la mitad de altura de pico (FWHM) por las siglas en inglés de Full Width Half Maximun. Energías más cercanas que este intervalo son consideradas irresolubles como se muestra en la figura 2.2.

La resolución de un detector está dado por la ecuación:

$$\text{Resolución} \equiv \frac{\Delta E}{E} \quad (2.2)$$

Donde $\Delta E = \text{FWHM}$. Entre más bajo sea este número, más alta es la resolución del detector. Experimentalmente la resolución de energía depende del promedio de ionizaciones para una energía fija $J = E/w$, donde w es la energía requerida para producir una ionización y depende únicamente del material del detector.

2.1.4. Eficiencia

Es una característica del detector que expresa la cantidad de radiación que fue medida, ya que no toda la radiación que incide es registrada en un pulso, la eficiencia depende de muchos factores algunos intrínsecos del detector (volumen, material, ...) y la electrónica asociada mientras otros son factores externos como el tipo de radiación, su energía y la forma en que depositan energía. La eficiencia de un detector es subdividida en absoluta o total, intrínseca y geométrica.

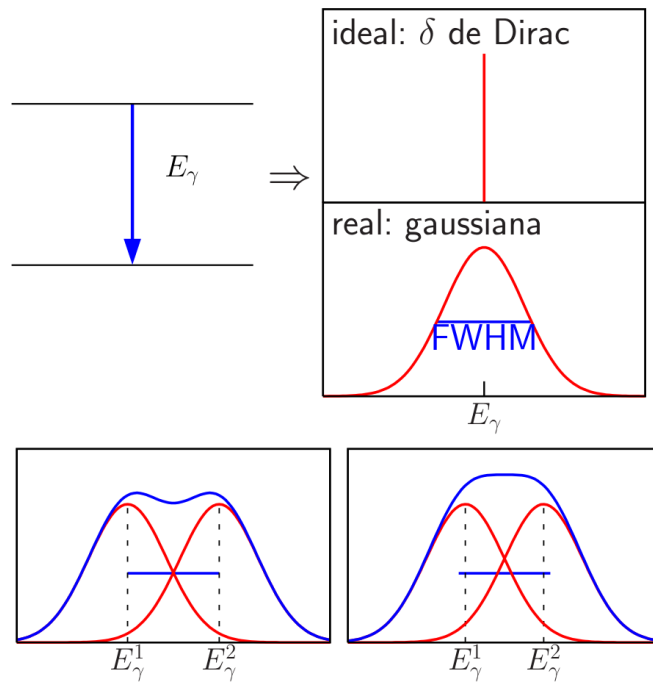


Figura 2.2: Una radiación monoenergética E_γ es detectada como una gaussiana con cierto ancho FWHM característico para cada tipo de detector. Dos energías muy cercanas $\Delta E = E_\gamma^2 - E_\gamma^1 < \text{FWHM}$ son consideradas no resolubles por el detector [37].

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{\text{número de eventos registrados}}{\text{número de partículas emitidas por la fuente}}, \quad (2.3)$$

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{\text{número de eventos registrados}}{\text{número de partículas que inciden sobre el detector}}, \quad (2.4)$$

$$\varepsilon_{\text{geo}} = \frac{\text{número de partículas que inciden sobre el detector}}{\text{número de partículas emitidas por la fuente}} \quad (2.5)$$

De ahí se tiene que

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{int}} \cdot \varepsilon_{\text{geo}} \quad (2.6)$$

Si la fuente emite isotrópicamente se tiene:

$$\varepsilon_{\text{geo}} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \quad (2.7)$$

Donde $\Delta\Omega$ = ángulo sólido subtendido por la cara del detector que enfrenta a la fuente, como indica la figura 2.3

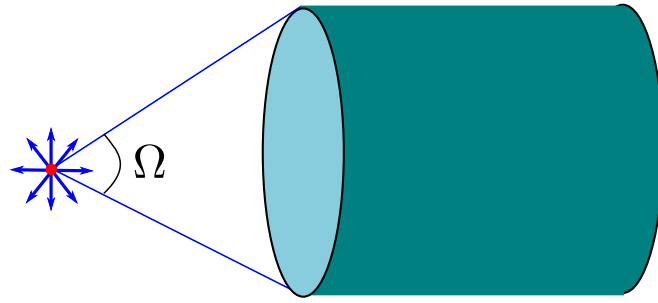


Figura 2.3: Esquema de la eficiencia geométrica de un detector. Ω representa el ángulo sólido subtendido por la cara del detector que enfrenta a la fuente.

2.2. Esquema y funcionamiento de un Detector Cherenkov en agua

Este tipo de dispositivos basan su principio de funcionamiento en la posibilidad de detectar la radiación Cherenkov originada por una partícula cargada al atravesar un volumen de agua. Estas partículas cargadas provienen de la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera o electrones secundarios producidos por la interacción de la radiación gamma con el agua. Este tipo de detector, se utiliza comúnmente en experimentos de detección de partículas de alta energía y rayos cósmicos, como en los caso de los observatorios *LAGO* [2], *AUGER* [1] y *HAWC* [3]. En la figura 2.4, se observa un esquema típico del WCD.

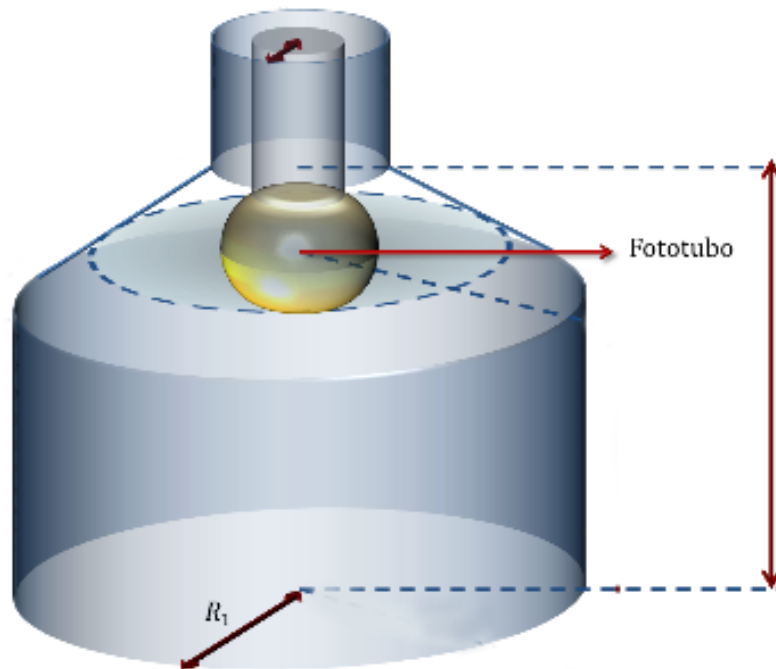


Figura 2.4: Esquema de un Detector Cherenkov [38].

Los WCD suelen tener un gran tamaño para aumentar su volumen sensible y recolectar la mayor cantidad de fotones Cherenkov. El detector está compuesto por un contenedor hecho de un material opaco (plástico, acero inoxidable...), este tanque es llenado con agua y sellado para evitar la entrada de luz visible. Un tubo fotomultiplicador o PMT es instalado en la parte superior del detector orientado hacia el volumen de agua para captar la señal de luz que se origina en esta y transformarla en un pulso eléctrico, el PMT (Photomultiplier tube), por sus siglas en inglés, se encuentra en condiciones de vacío para evitar pérdidas de electrones por colisión en el trayecto y multiplicación de electrones.

2.2.1. Tubo Fotomultiplicador (PMT)

Después de producirse los fotones Cherenkov dentro del tanque de agua, estos son recolectados en el fotocátodo del PMT. El fotocátodo convierte con una cierta probabilidad los fotones de luz incidentes en electrones de baja energía, este proceso de fotoemisión se puede pensar como una secuencia de tres pasos: **(1)** El fotón incide en el fotocátodo y debido a su baja energía $h\nu \approx 3 \text{ eV}$ es absorbido al interactuar mediante fotoeléctrico por un electrón del material al que le transfiere suficiente energía para ser elevado de la banda de valencia, a la banda de conducción. **(2)** El movimiento de este electrón a la superficie del fotocátodo y la pérdida de energía por las colisiones electrón-electrón en el trayecto; **(3)** El escape de este electrón de la superficie. El electrón debe tener aún suficiente energía para vencer la función trabajo que es la barrera de potencial entre el material y el vacío, ver figura 2.5a, esto impone una energía mínima al fotón que incide para producir un fotoelectrón que suele estar entre las longitudes de onda que corresponden al rojo u infrarrojo cercano del espectro.

Para maximizar la cantidad de fotoelectrones que llegan al PMT los fotocátodos suelen tener un ancho no mayor a 25 nm para minimizar la pérdida de energía por el paso del electrón a través de este. Asimismo los fotocátodos están hechos de materiales semiconductores que tienen una función trabajo baja ($\sim 1,5\text{eV} - 2 \text{ eV}$). El fotocátodo está recubierto con un material semitransparente (usualmente vidrio) que permita el paso de fotones con una baja probabilidad de absorción.

Una característica importante de los fotocátodos es la *Eficiencia cuántica* (Q.E. por sus siglas en inglés) que se define en la ecuación (2.8). La QE depende de la energía del fotón incidente y suele tener un máximo de 20-30 % [29].

$$QE \equiv \frac{\text{Número de fotoelectrones emitidos}}{\text{Número de fotones incidentes}} \quad (2.8)$$

Debido a que el fotocátodo produce pocos fotoelectrones fig 2.5a, la suma de la carga de

estos es muy pequeña como para servir de señal eléctrica medible, por eso son acelerados con una diferencia de potencial hasta que chocan con la superficie de un electrodo (llamado dínodo).

La energía depositada por el electrón incidente resulta en la reemisión de más electrones que poseen una energía cinética de ~ 1 eV y son nuevamente acelerados y enfocados a otro dínodo como indica la figura 2.5b. Para el rango de funcionamiento del PMT, entre mayor sea la diferencia de potencial entre los dínodos, mayor es la aceleración del electrón y su energía cinética, y por lo tanto un mayor número de electrones secundarios serán creados. Un PMT tiene entre 10-14 dínodos que producen una ganancia de $\sim 10^7$. Dado que los electrones libres en un metal obstaculizarían emisión de electrones secundarios, los dínodos son hechos de material aislantes o semiconductores [29]. Finalmente la carga es recolectada en el ánodo y enviada a la electrónica asociada.

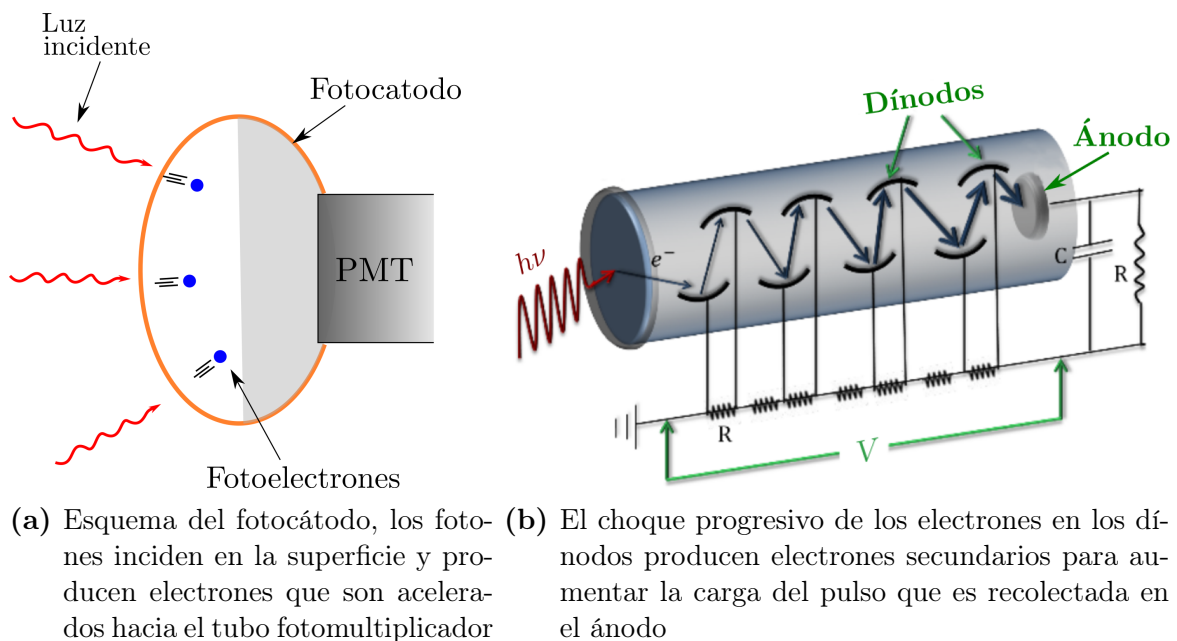


Figura 2.5: Esquema de un tubo fotomultiplicador. El número usual de dínodos es 10-14 que producen una ganancia de $\sim 10^7$ [38].

En esta etapa, el tiempo de respuesta del detector se ve limitado por efecto del tubo fotomultiplicador y de la electrónica.

2.2.2. Recubrimiento interno

Una desventaja importante de este tipo de detector es la baja producción de luz Cherenkov en relación a la energía del electrón, figura 1.18b página 27, esto afecta la resolución del detector ya que el número de fotones Cherenkov recolectados es proporcional a la carga que

forma un pulso en el detector. Además, debido a la baja energía de los fotones Cherenkov es probable que sean absorbidos en las paredes internas del detector. Para uniformar la respuesta y la distancia de los fotones se recubre el interior del detector con un material que refleje los fotones Cherenkov, aumentando la probabilidad que lleguen al fotocátodo y sean recolectados.

Como se describió en la sección 1.9 la radiación Cherenkov se produce de forma coherente y por lo tanto una reflexión especular no aumentaría la probabilidad de recolección, por eso el recubrimiento interno del detector ayuda está hecho de una superficie rugosa que ayude a difundir los fotones Cherenkov en el detector para maximizar su recolección, figura (2.6).

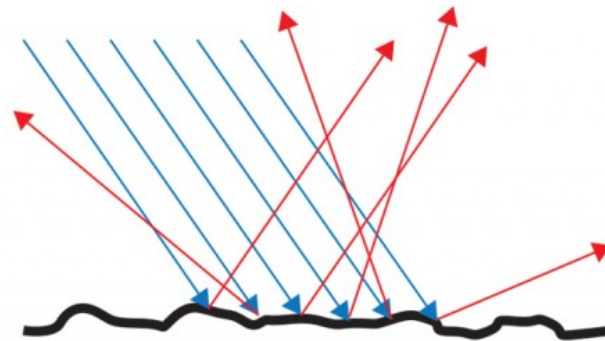


Figura 2.6: Los fotones Cherenkov están polarizados en una dirección, cuando inciden en el recubrimiento pierden esta propiedad y son reflejados de manera difusa.

2.3. Especificaciones del detector utilizado

Durante el desarrollo del trabajo de tesis se utilizaron dos detectores Cherenkov en agua, con el mismo PMT y electrónica asociada. Ambos se encuentran ubicados en el departamento de Física de neutrones del Centro Atómico Bariloche fig. (2.7)



Figura 2.7: Los detectores “chico” con capacidad de 500 Lts de agua y “grande” con capacidad de 1000 Lts de agua, utilizados para realizar las mediciones experimentales. Los detectores están montados sobre una plataforma de metal debido al relieve irregular del suelo.

Los detectores utilizados consisten de un tanque de acero inoxidable, ambos de 96 cm de diámetro y uno de 133 cm de alto y el otro de 62 cm, relleno con agua corriente, fig. 2.8a. Sobre la tapa del tanque se encuentra montado un PMT hemiesférico *XP1802* de 9” y un peso aproximado de ~ 1000 gr, fig. 2.8b. El PMT posee un diámetro activo de 230 mm, un fotocátodo Bialcali sensible en el rango azul - verde con un máximo en 420 nm, figura 2.9, y 11 dinodos de SbCs [39].



(a) Tanque de Acero Inoxidable.



(b) PMT utilizado.

Figura 2.8: Detector de agua Cherenkov.

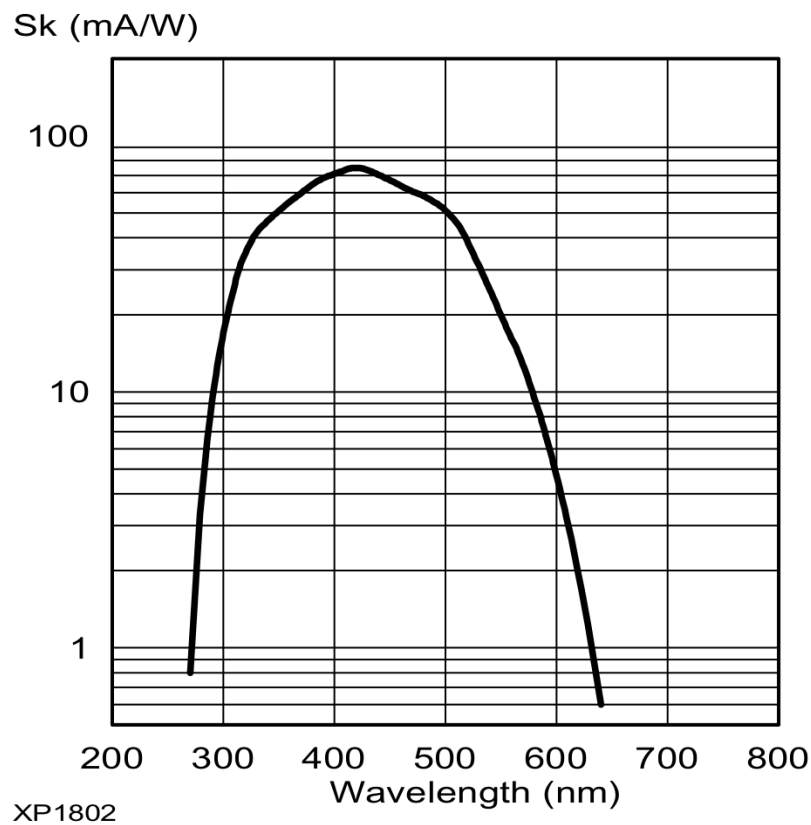


Figura 2.9: Eficiencia del PMT utilizado en los experimentos. La eficiencia cuántica es máxima en 420 nm con 23 % [39].

Para realizar los experimentos se fabricó un recubrimiento a partir de la tela comercial *Tyvek* [40], se cortó y cosió la tela para recubrir la base, el perímetro y la tapa del tanque, Fig (2.10) que funciona como difusor y reflector de la luz Cherenkov.



Figura 2.10: revestimiento de *Tyvek* usado en el detector.

El PMT y su electrónica asociada se conecta a una placa electrónica digitalizadora [41], que a su vez se conecta con el módulo comercial *NEXYS-2* y a la computadora. La figura 2.11 muestra un esquema de bloques de la electrónica del detector. Esta electrónica permite, y adquirir los pulsos provenientes del mismo, controlar el nivel de discriminación (*trigger*) y la alta tensión que alimenta el PMT [41].

La carga que proviene del último dínodo es recolectada por un circuito RC y es preamplificada en la base y transmitido a la placa digitalizadora, por lo que dos señales llegan del PMT a la placa digitalizadora, la del ánodo y la del último dínodo amplificada.

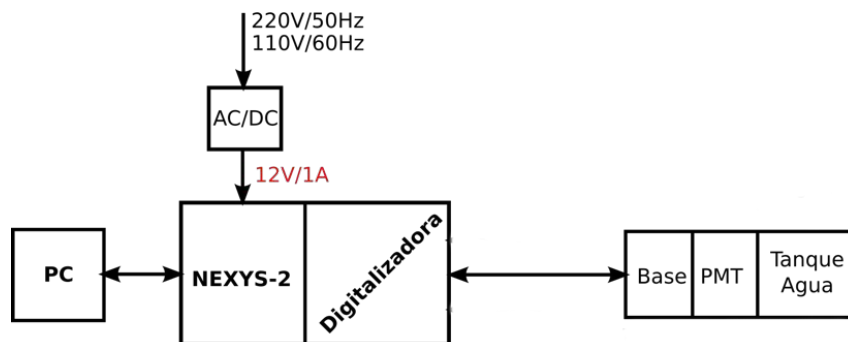


Figura 2.11: Diagrama de bloques de la electrónica del detector [42].

La placa *NEXYS-2* es un kit de desarrollo de FPGA de la empresa Digilent [43], y se utiliza para tratar los pulsos digitalizados. La figura 2.12 muestra el kit *NEXYS-2* y los conectores relevantes en el detector. La placa puede digitalizar simultáneamente hasta tres canales de pulsos. La digitalización se realiza con 12bits a 40Msps (Msps = millones de muestras por segundo) con convertidores AD9203 de Analog Devices [42].

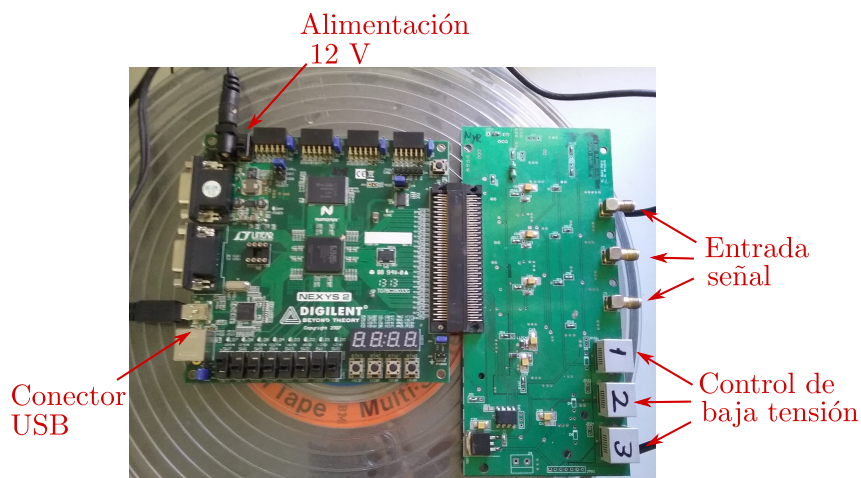


Figura 2.12: Foto explicativa de la electrónica del detector [42].

Capítulo 3

Trabajo computacional

Con el objetivo de avanzar en la comprensión de los procesos físicos que ocurren en la interacción de los neutrones con el detector y del rendimiento del programa GEANT4 para este fin, se realizaron distintos tipos de simulaciones creciente en complejidad. Inicialmente se simuló un volumen 'infinito' de agua, para conocer las reacciones que realiza el neutrón dentro del agua. Luego se utilizó un volumen de dimensiones similares a las del detector Cherenkov y por último una simulación con una geometría más realista, similar a la empleada en los experimentos.

En GEANT4 hay algunas definiciones que ayudan a interpretar cómo funciona una simulación: Un proceso es cualquier interacción que puede hacer una partícula con el medio. Un paso (step) es la distancia que recorre la partícula entre procesos. El camino (track) es el recorrido o conjunto de steps que sigue una partícula antes de ser absorbida o abandonar el espacio simulado, cada partícula secundaria que es formada tiene su propio track. Un evento contiene información de todos los track que ocurren a partir del track de la partícula primaria. Una corrida es el número de partículas (eventos) que son emitidos en una sola simulación. La fig 3.1 muestra el evento de una partícula que recorre un medio hasta que es absorbida.

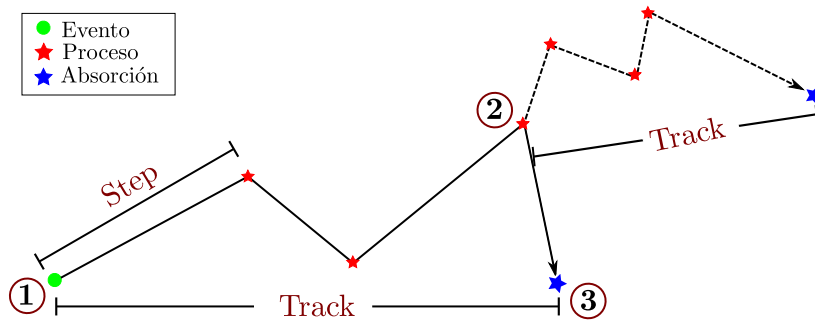


Figura 3.1: Esquema de un evento en una simulación. **1** Inicia un evento dentro de la simulación. **2** Algún proceso crea una partícula secundaria y con ella inicia un nuevo track. **3** La partícula incidente finalmente es absorbida por el medio.

3.1. Simulación Cubo infinito de agua

Inicialmente se deseaba conocer las interacciones que realiza un neutrón en el agua. La primera simulación consta de un haz monoenergético de neutrones que incide en un volumen 'infinito' de agua; el volumen cúbico (de 1 km de lado) es varias ordenes de magnitud mas grande que el camino libre medio de un neutrón en el agua $\lambda = 9,5$ cm para la energía más alta simulada de 15 MeV. Se hicieron diferentes corridas con energías distintas para establecer qué procesos y reacciones son predominantes en diferentes rangos de energías.

Esta primera simulación se enfoca solamente en la física del neutrón, por tanto cuando una partícula es creada en un proceso, se cuenta y se guarda la energía cinética con la que es creada pero posteriormente se descarta y no se sigue su track. Esta simulación también registra la información de los diferentes procesos que realiza un neutrón en el medio. Cada corrida consta de 10^6 eventos, cada evento es un neutrón que incide en el cubo de agua infinito. Las energías que se utilizaron fueron: 15 MeV, 10 MeV, 5 MeV, 1 MeV, 500 keV, 100 keV, 1 keV, 1 eV.

Cada neutrón que entra al cubo de agua interactúa con algún elemento presente; Hidrógeno u Oxígeno. Luego se registra el proceso que se realiza y se cuantifica la radiación secundaria producida. Al terminar la corrida se obtiene la lista de reacciones, procesos físicos y partículas generadas por la partícula incidente en el volumen. Un ejemplo de la salida se puede ver en el Apéndice B.3

En la fig. 3.2 se observa la cantidad de radiación (gammas, protones y alfas) producida dentro del volumen de agua debido a interacciones de los neutrones incidentes. Se observa que la cantidad de gammas generados es aproximadamente constante hasta energías del neutrón incidente de $E_n \leq 5$ MeV, en este rango el neutrón es moderado por el Hidrógeno presente en la molécula de agua y finalmente es absorbido por este, creando una partícula gamma ec. (2.1). Para energías mayores de $E_n = 10$ MeV–15 MeV la cantidad de gammas

es ligeramente mayor, esto se debe a que hay otras reacciones de dispersión inelástica que aumentan la cantidad de gammas producidos.

Para no seguir todas las partículas generadas en las interacciones, el GEANT4 tiene un sistema que impide seguir la historia de partículas que sean generadas con una energía cinética por debajo de un umbral específico. Las energías fijadas para estas simulaciones se pueden ver en el Apéndice B.2. Por esto, el neutrón incidente debe, por lo menos, superar estas energías, para así producir partículas secundarias. Es por esto que solo se empiezan a generar protones como radiación secundaria a partir de $E_n = 100$ keV.

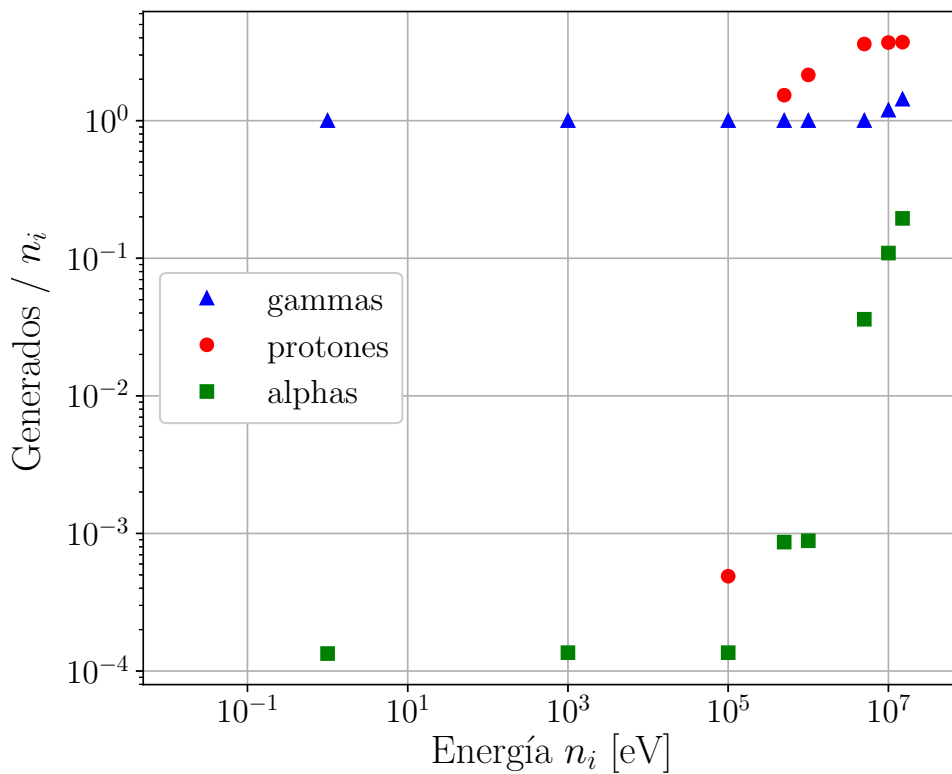


Figura 3.2: Histograma de la de cantidad de partículas generadas dentro del cubo de agua infinito en función de la energía del neutrón incidente, normalizado al número de neutrones incidentes.

El espectro en energías para los gammas generados se encuentra en la Fig. (3.3). El pico más alto de energía se produce en 2,2 MeV debido a la captura del neutrón por el hidrógeno. Los gammas de energías mayores de 2,2 MeV se producen para neutrones de altas energías que tienen el Q necesario para reaccionar con el Oxígeno.

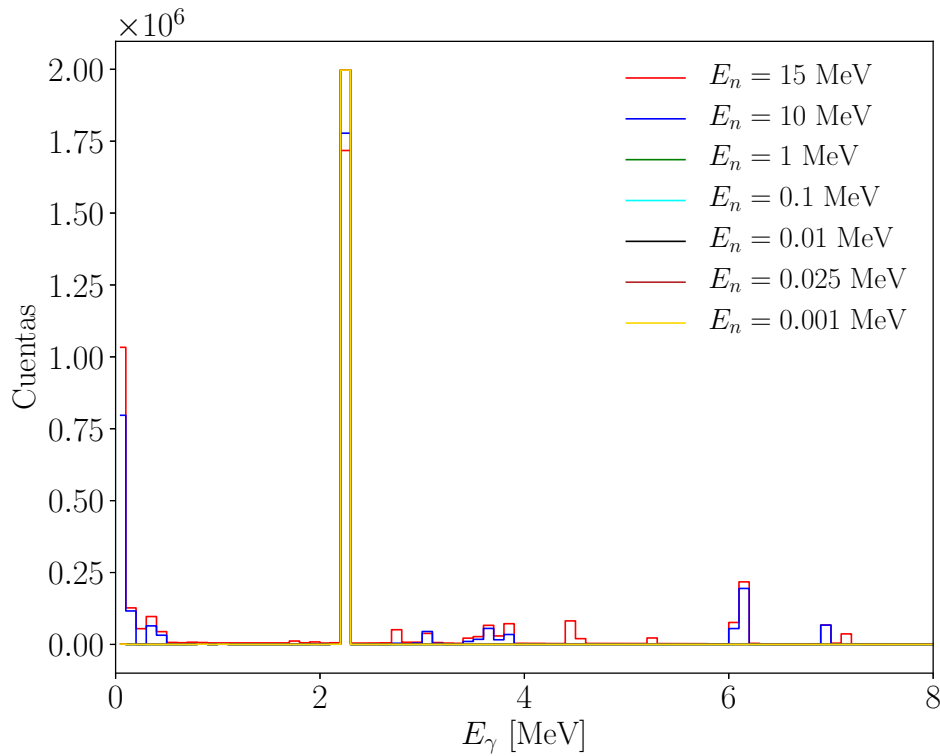


Figura 3.3: Histograma de energía de los rayos γ generados dentro del cubo de agua de 10 km de lado. Se puede observar el valor más probable de 2,2 MeV, que corresponde a la captura del neutrón por parte del hidrógeno

3.2. Simulación de un cubo de 1 m³ de agua

Esta simulación tiene como geometría un cubo de agua de 1 metro de lado y cada corrida consta de 2×10^5 eventos donde cada evento es un neutrón que incide con una energía específica. Esta geometría permite ver la cantidad de neutrones y gammas que abandonan el cubo. Las energías que se utilizaron en esta simulación para cada corrida fueron: 15 MeV, 10 MeV, 1 MeV, 1 keV, 1 eV, 25 meV, 0,1 meV.

Al igual que en la simulación anterior cada evento se trata de un neutron que incide dentro del volumen sensible y se sigue su camino hasta que es absorbido o abandona el material. A diferencia de la simulación anterior en esta se sigue el track de los gammas creados

para registrar la cantidad de gammas que abandonan el cubo, además de la distribución en energía de los electrones que son creados. En las Tablas 3.1 y 3.2 están la cantidad de neutrones y gamma generados y transmitidos en el volumen para cada energía del neutrón incidente E_n . Los neutrones no abandonan el material sino para energías superiores a 1 keV y la cantidad incluso para los neutrones más energéticos no supera el 11 %. La cantidad de gammas generados es aproximadamente constante para neutrones de energía $E_n \leq 1$ MeV debido a que la única reacción con sección eficaz importante en ese rango de energías es la captura por parte del hidrógeno (2.1). No se midió la energía de los rayos gammas salientes del detector por lo que no hay información de la energía depositada por los neutrones dentro del volumen.

E_n [eV]	n transportados	% de n transportados
15×10^6	22 028	11,014
10×10^6	13 265	6,632
1×10^6	1 356	0,678
1×10^3	16	0,008
1	0	0,00
25×10^{-3}	0	0,00
0.1×10^{-3}	0	0,00

Tabla 3.1: Comparación de neutrones generados a diferentes energías transmitidos para un cubo de Agua de 1 m³, se puede ver que a partir de 1 keV hay un número de neutrones que escapan del volumen estudiado.

E_n [eV]	γ generados	γ transportados	% de γ transportados
15×10^6	4 136 632	118 716	2,87
10×10^6	3 308 566	95 809	2,90
1×10^6	2 001 502	92 763	4,63
1×10^3	2 001 351	93 754	4,68
1	2 001 385	94 734	4,73
25×10^{-3}	2 001 434	95 634	4,78
0.1×10^{-3}	2 001 435	95 340	4,76

Tabla 3.2: Comparación de los gammas generados a diferentes energías transmitidos para un cubo de Agua de 1 m³. Se observa que para $E_n \leq 1$ MeV se generan aproximadamente el mismo número de gammas, por otro lado para $E_n > 1$ MeV empiezan a aparecer otros procesos de interacción del neutrón con la materia que pueden generar más gammas.

Finalmente se realizó un espectro en energías de gammas generados en el cubo y los electrones provenientes de sus interacciones. El espectro de gammas, fig 3.4 coincide con el espectro gammas obtenido del volumen infinito, se observa el pico en 2,22 MeV y algunos de mayor energía que aparecen para $E_n = 10$ MeV y 15 MeV. El espectro de electrones que provienen de estos gammas, fig 3.5 se grafica hasta los 2 MeV, esta curva está formada por las interacciones Compton que realizan los gammas y se ajusta a la forma teórica dada por la ecuación (1.18) como se observa en la fig 1.14, la cantidad de electrones con energías mayores a 2 MeV es muy baja por lo que se omite esta parte del histograma.

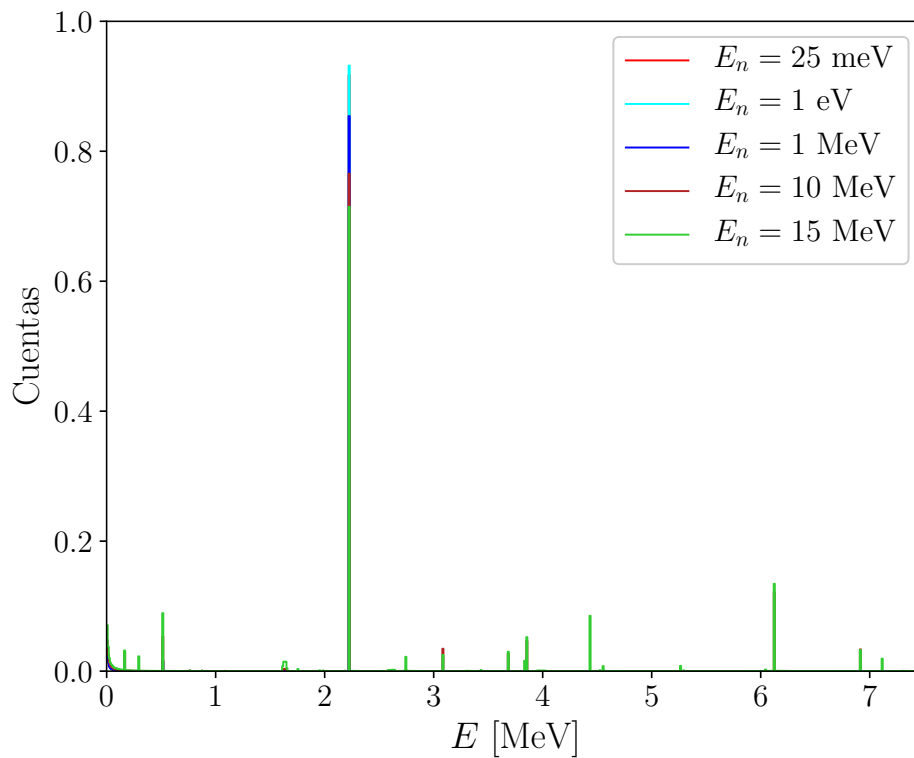


Figura 3.4: Histograma de energía de los gammas generados dentro del cubo de agua de 1 m^3 . Puede verse el pico en 2,22 MeV y los gammas más energéticos para $E_n = 10$ MeV y 15 MeV

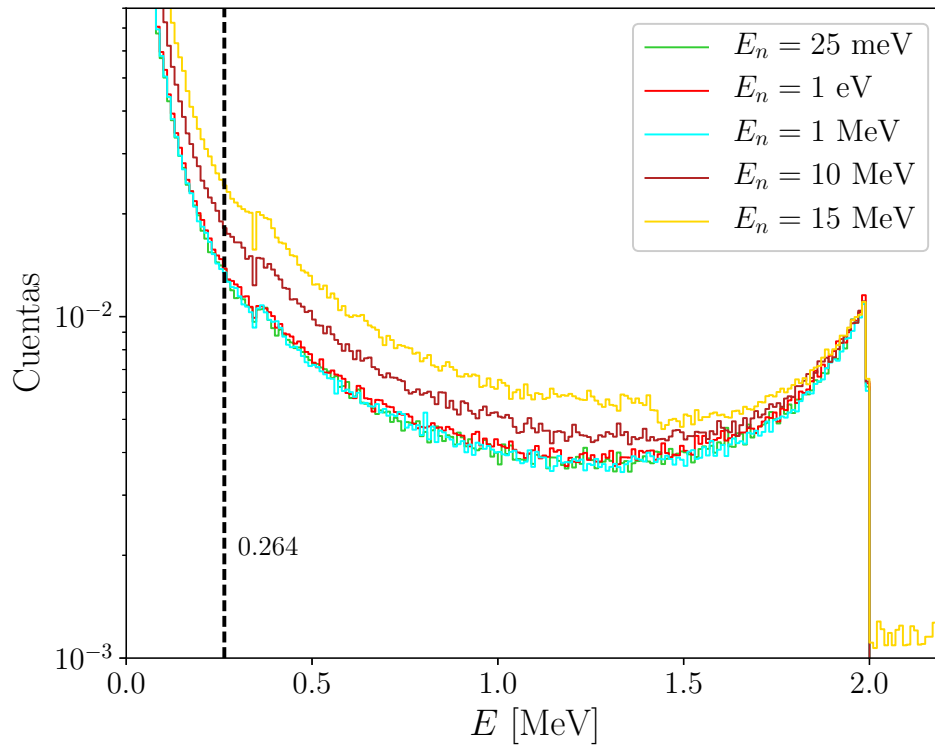


Figura 3.5: Histograma de energía de los electrones generados dentro del cubo de agua de 1 m^3 . La distribución se ajusta a la forma teórica observada en la fig 1.14, para gammas de 2,22 MeV. El valor límite en el eje x (línea punteada) establece la mínima energía que necesita un electrón para producir el efecto Cherenkov.

3.3. Simulación geometría avanzada

Una vez entendidos los procesos que realiza un neutrón dentro del agua, se empezó a trabajar con una geometría más compleja y se agregaron los tracks de todas las partículas secundarias producidas por lo que se pueden observar los fotones cherenkov producidos dentro del detector.

La fig 3.6 muestra el esquema de la nueva geometría realizada en GEANT4, primero se agregó el suelo debido a que algunos neutrones pueden chocar en el suelo y ser dispersados hacia el detector. El suelo tiene un espesor de 50 cm y está compuesto en un 50 % de arena, 25 % de aire y 25 % de agua. El mundo está hecho de Aire y el detector está 46 cm por encima del suelo (esto se realizó así por corresponderse a la situación experimental, cap 4) está compuesto por un tanque cilíndrico de acero inoxidable de 96 cm de diámetro, 0,5 mm de espesor y de 62 cm de altura para el detector chico y 133 cm para el detector grande.

El tanque está lleno de agua y dentro de él está un volumen que simula la geometría del fotocatodo. Este volumen es una semi-esfera de 5 cm de alto y 10,16 cm de radio, ubicada a 0,8 la altura del tanque. Entre el volumen de agua y el volumen de acero hay un recubrimiento simulado que tiene las propiedades reflectivas del Tyvek. La fuente simulada lanza en cada corrida $1,5 \times 10^6$ neutrones, diferentes distancias fuente-detector son simuladas, los neutrones salen con direcciones y y z aleatorias y $x \geq 0$. Además de esto se agregó una matriz con las propiedades ópticas del agua para permitir el transporte de los fotones Cherenkov en ella.

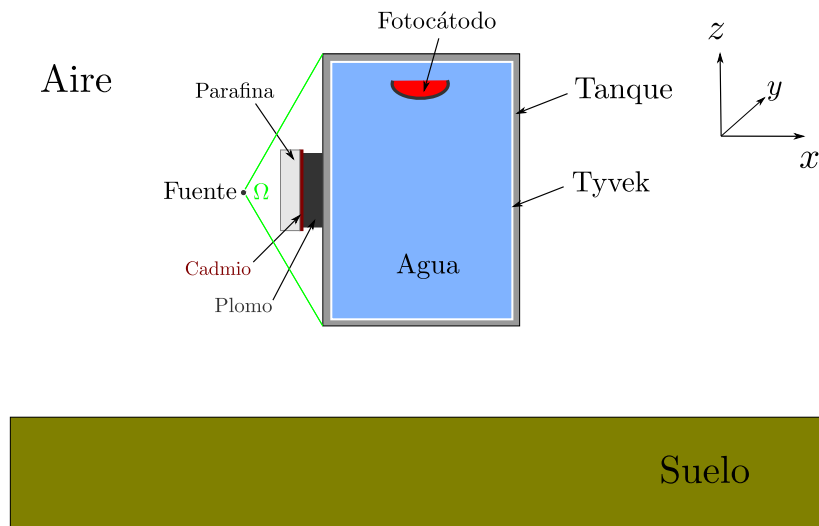


Figura 3.6: Esquema de la simulación. Se puede observar el detector, los blindajes y la fuente. Ω es el ángulo sólido que cubre el área de superficie del detector en la fuente

Cuando un fotón cherenkov entra en el volumen del fotocatodo se sortea la probabilidad de ser detectado con un Monte Carlo simple de acierto o rechazo utilizando la función de la QE del fotocádo, fig 2.9, en caso de un acierto se suma un fotón al evento.

Una vez definida la nueva geometría se procedió a simular las fuentes radioactivas también por Monte Carlo. Las figuras 3.7 y 3.8 muestra la distribución en energía de los neutrones emitidos. Las fuentes emiten neutrones de manera isotrópica en media esfera orientada hacia el detector.

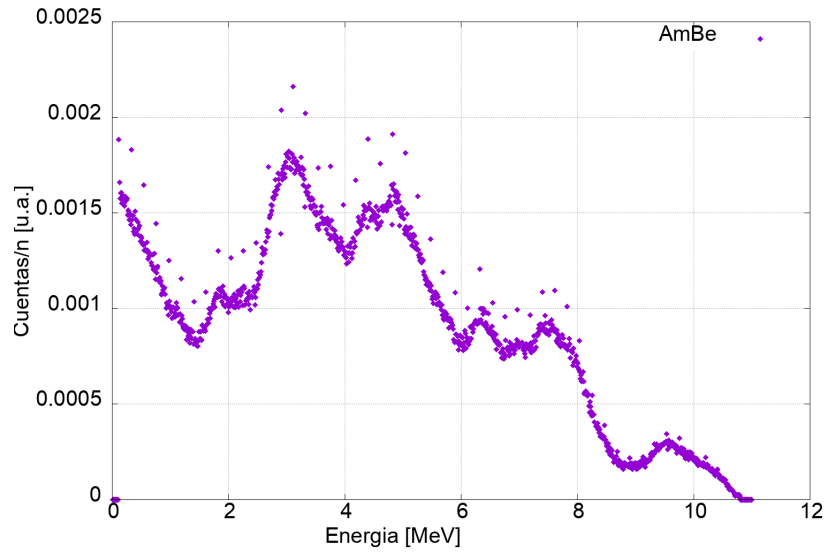


Figura 3.7: Fuente radioactiva simulada de $^{241}\text{AmBe}$ por el método de aceptación/rechazo. La gráfica fue hecha con $1,5 \times 10^6$ neutrones y la distribución llega hasta neutrones de 11 MeV de energía. Se puede observar que la forma del espectro es la misma que en la fig 1.10.

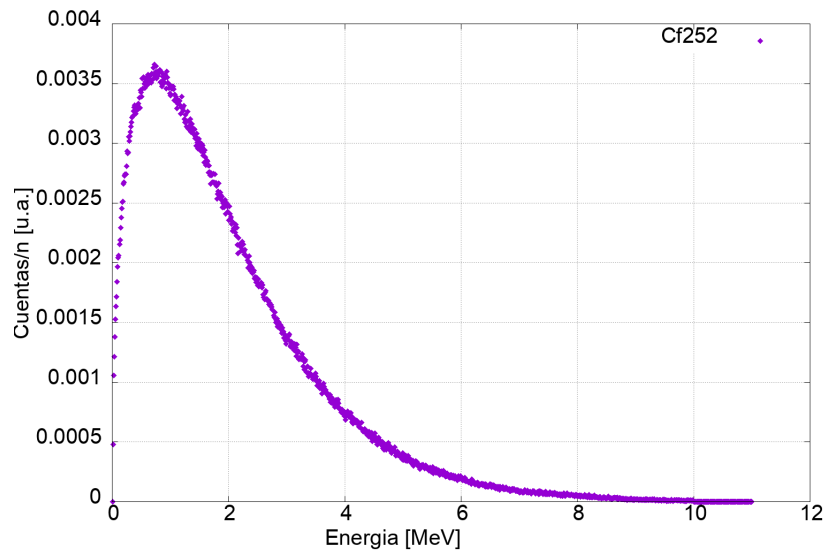


Figura 3.8: Fuente radioactiva simulada de ^{252}Cf por el método del rechazo. La gráfica fue hecha con $1,5 \times 10^6$ neutrones y la distribución llega hasta neutrones de 11 MeV de energía. Se puede observar que la forma del espectro es la misma que en la fig 1.11.

3.3.1. Fuente pegada a la pared del detector

La primera simulación que se realizó fue con la fuente pegada a la pared del detector chico, a la mitad de la altura de este, $h = 62$ cm. asegurando que todos los neutrones incidan en el detector. La gráfica 3.9 es un histograma que registra el proceso de captura neutrónica

en la distancia x dentro del volumen de agua para los neutrones que son absorbidos. El histograma está normalizado al número de neutrones incidentes.

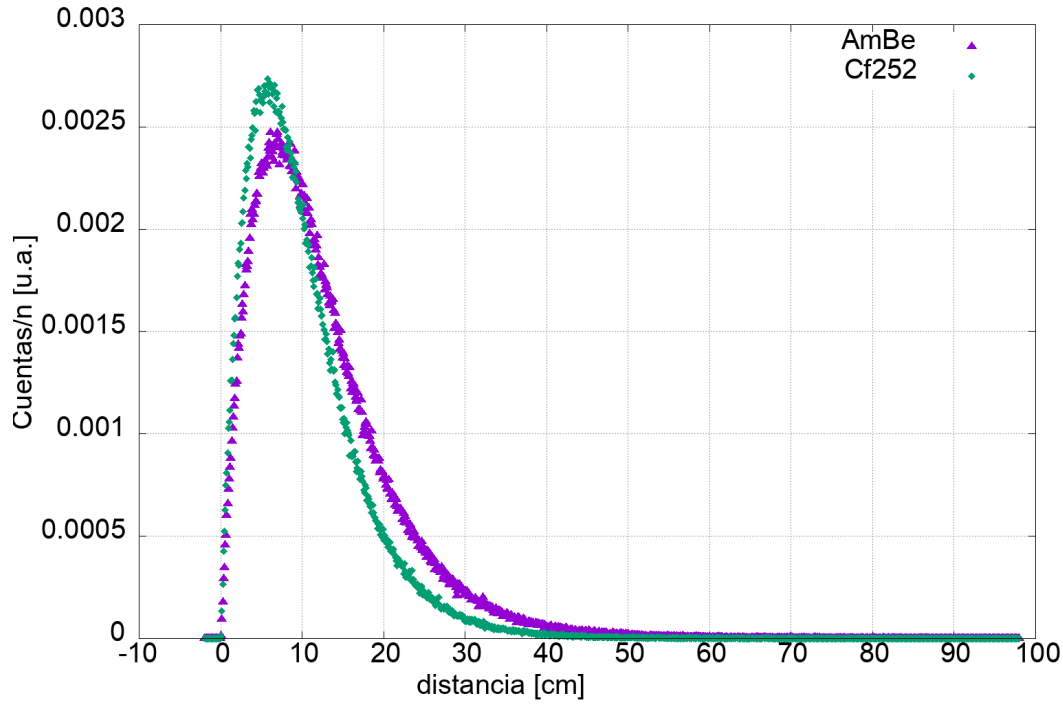


Figura 3.9: Histograma de la distancia a la cual ocurre el proceso de captura de neutrones dentro del agua. El histograma está normalizado con el número de neutrones incidentes. El cero corresponde a la pared del detector de cara a la fuente

En la tabla 3.3 están los calculos sobre la distancia promedio en la que se produce una captura dentro del detector. Los neutrones que no fueron absorbidos en su mayoría entraron en un ángulo bajo al detector por lo que fueron dispersados hacia afuera de este, sin embargo aquellos que ingresaron perpendicularmente al detector fueron capturados.

Fuente	\bar{x} [cm]	x_{mod} [cm]	n absorbidos [%]
^{252}Cf	$10,1 \pm 7,1$	$5,8 \pm 0,1$	36,04
Am-Be	$12,3 \pm 5,5$	$7,0 \pm 0,1$	39,36

Tabla 3.3: Tabla de la distancia a la cual ocurre el proceso de captura de neutrones dentro del agua con una fuente pegada al detector. \bar{x} es el valor promedio de la distancia y x_{mod} es el valor con más frecuencia en el histograma.

La fig 3.10 muestra la cantidad de energía depositada dentro del detector en función de su posición x para cada una de las fuentes. La tabla 3.4 muestra la media y la moda de los valores de posición donde fue depositada más energía. En ambos casos la mayoría de los neutrones depositan con mayor frecuencia su energía cerca a la pared del detector.

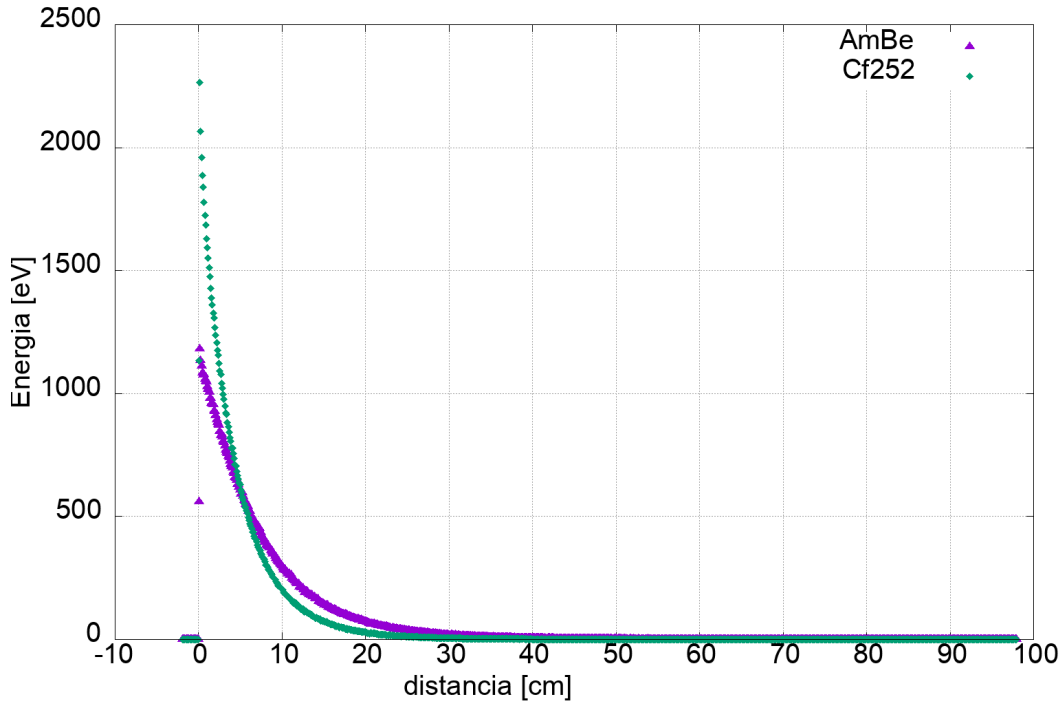


Figura 3.10: Energía depositada en cada step por un neutrón dentro del detector en función de la posición dentro del detector

Fuente	\bar{x} [cm]	x_{mod} [cm]
^{252}Cf	$4,7 \pm 4,2$	$0,2 \pm 0,1$
Am-Be	$7,3 \pm 6,8$	$0,2 \pm 0,1$

Tabla 3.4: Tabla de la distancia promedio dentro del detector donde es depositada energía por un neutrón en un *step*. \bar{x} es el valor promedio de la distancia y x_{mod} es el bin con más cuentas en el histograma.

En la gráfica 3.11 se observa la distribución en energía de los gammas producidos dentro del detector con la fuente pegada al tanque normalizado al número de neutrones incidentes. Los gammas producidos por la fuente de AmBe son mucho más energéticos que los gammas producidos por la fuente de ^{252}Cf , además al integrar el número de cuentas se obtuvo que la fuente de AmBe generó en promedio 0,49 gammas en promedio por neutrón incidente, mientras que la fuente de ^{252}Cf generó solo en promedio 0,40 gammas en promedio por neutrón incidente.

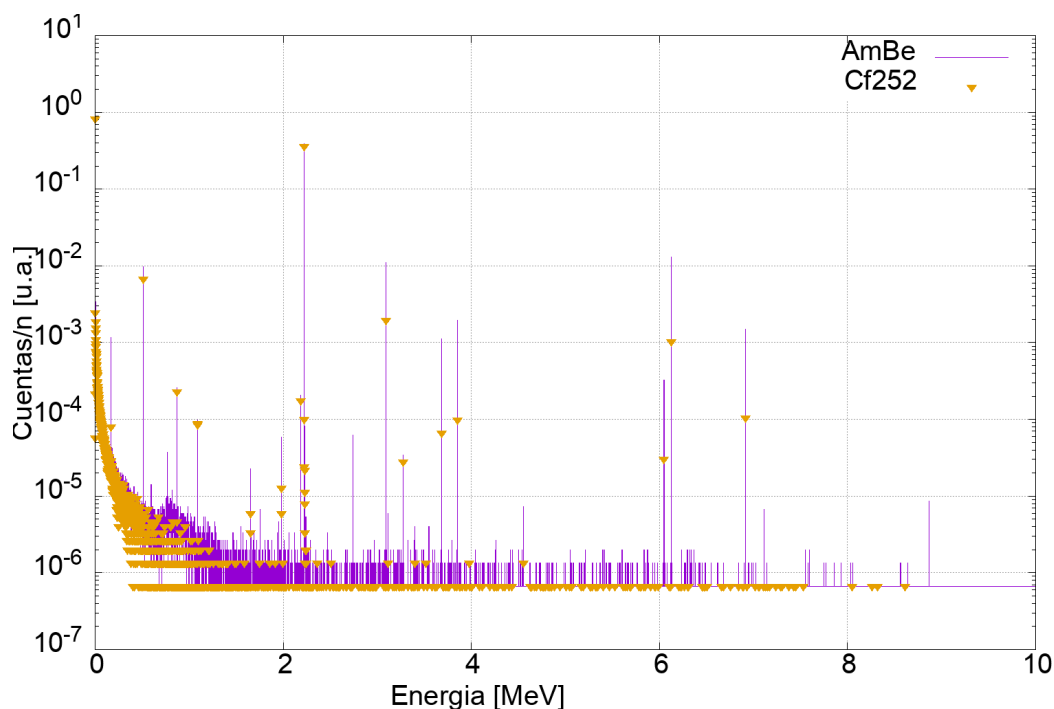


Figura 3.11: Distribución en energía de los gammas producidos dentro del detector con la fuente pegada al tanque. Se observa nuevamente que el pico de 2,22 MeV sobresale de los demás y que para la fuente de AmBe se generan más gammas más energéticos.

Como se vió en la sección 1.3 debido a los núcleos livianos que contiene, el agua es un excelente moderador de neutrones de alta energía, lo que maximiza la probabilidad de captura del neutrón y posterior detección del neutrón.

La razón por la que la fuente de AmBe genera más gammas y además que estos sean más energéticos que los del ^{252}Cf , es que la fuente de AmBe tiene dos máximos en su espectro que son de altas energías, en 3,1 y 4,8 MeV. Estos neutrones más energéticos pueden hacer reacciones que requieren una energía umbral como $n + {}^{16}\text{O} \rightarrow \gamma + \alpha + {}^{13}\text{C}$ o reacciones que tienen una mayor sección eficaz para altas energías: $n + {}^{17}\text{O} \rightarrow \gamma + {}^{18}\text{O}$. Sin embargo lo más común es que los neutrones más energéticos sean dispersados inelásticamente produciendo reacciones tipo $n + {}^{16}\text{O} \rightarrow n + \gamma + {}^{16}\text{O}$.

En la gráfica 3.12 se observa la distribución en energía de los electrones producidos dentro del detector con la fuente pegada al tanque, normalizado al número de neutrones incidentes. Como se esperaba la gráfica es muy parecida a la vista en la fig 3.5, donde se aprecia la distribución en energía de los electrones generados por efecto Compton. Además, debido a el espectro produce más electrones y de mayor energía para la fuente de AmBe en comparación a la fuente de ^{252}Cf .

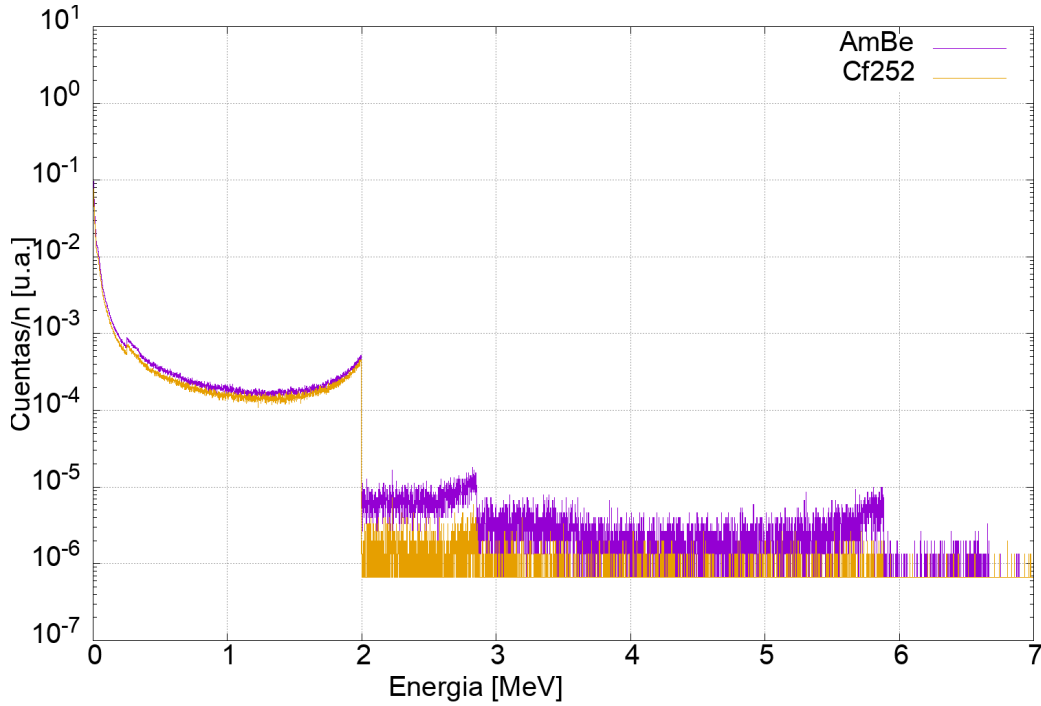


Figura 3.12: Distribución en energía de los electrones producidos dentro del detector con la fuente pegada a este. Se observan los bordes Compton de los gammas producidos en el detector.

El hecho de que haya más electrones con mayor energía para el caso de la fuente de AmBe indica que más fotones Cherenkov serán creados y tendrán más probabilidad de ser detectados en el PMT. Para la corrida con la fuente de AmBe se crearon en promedio 51 fotones Cherenkov por neutrón incidente y 39 para la fuente de ^{252}Cf .

Hasta ahora se vió una simulación con el detector sin recubrimiento del Tyvek y con la fuente pegada a este para entender los procesos físicos que ocurren dentro del tanque como la captura neutrónica y la producción y transporte de los fotones Cherenkov. La siguiente simulación se realiza para comprender el efecto del Tyvek y los efectos geométricos al alejar la fuente del detector.

3.3.2. Fuente a 39 cm de la pared del detector. Efecto del Tyvek

La siguiente simulación se hizo con la misma geometría pero colocando la fuente a 39 cm del detector que es una de las distancias que se usaron en la parte experimental. Lo primero que se quería observar era el efecto del Tyvek en la detección de fotones Cherenkov. El Tyvek es simulado como un área superficial que se ubica en la frontera ente los dos volúmenes de agua y acero inoxidable. El Tyvek está en la librería de GEANT4 con sus propiedades reflectivas, difusivas y de absorción lo que facilita su implementación.

El PMT es un volumen que funciona de sumidero de fotones Cherenkov, al igual que con las fuentes, la simulación del PMT se hace por el método Monte Carlo de aceptación/rechazo con la función de la QE que se observa en la fig 2.9. Cada vez que llega un fotón al volumen del PMT, se sortea un número aleatorio que en caso de ser aceptado se suma como un fotón detectado en ese evento.

Respecto a los fotones Cherenkov se registra la cantidad de fotones Cherenkov que son detectados en el PMT por evento, es decir por neutrón incidente al detector. La gráfica 3.13 muestra un histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados en un solo evento con y sin Tyvek. Es evidente que el efecto reflectivo y difusivo del Tyvek hace que más fotones sean registrados mejorando la sensibilidad del detector y más eventos sean registrados mejorando así la eficiencia del detector. Por lo tanto las siguientes simulaciones se harán con el recubrimiento del Tyvek en el detector.

La integral de este espectro da el número de neutrones que produjeron un fotón Cherenkov que fue detectado. Así, el número de neutrones detectados utilizando la fuente de AmBe es en ambos casos (con y sin Tyvek) mayor, comparado con la fuente de ^{252}Cf , tabla 3.5, esto es debido a que los neutrones más energéticos tienen más probabilidad de tener interacciones que produzcan fotones Cherenkov que lleguen al PMT.

El número de fotones Cherenkov registrados por neutrón es muy similar en ambas fuentes, en la tabla 3.5 se realiza una comparación de la eficiencia entre ambas para el detector con Tyvek. La primera columna indica el número promedio de fotones Cherenkov que son registrados en el PMT por neutrón incidente, la segunda es la integral del histograma de la fig 3.13 e indica el número total de eventos registrados, es decir, el número de neutrones que produjeron por lo menos un fotón Cherenkov que fuera registrado en el PMT y finalmente se halla la eficiencia total ε_{tot} del detector para cada fuente que está dada por la ecuación 2.3.

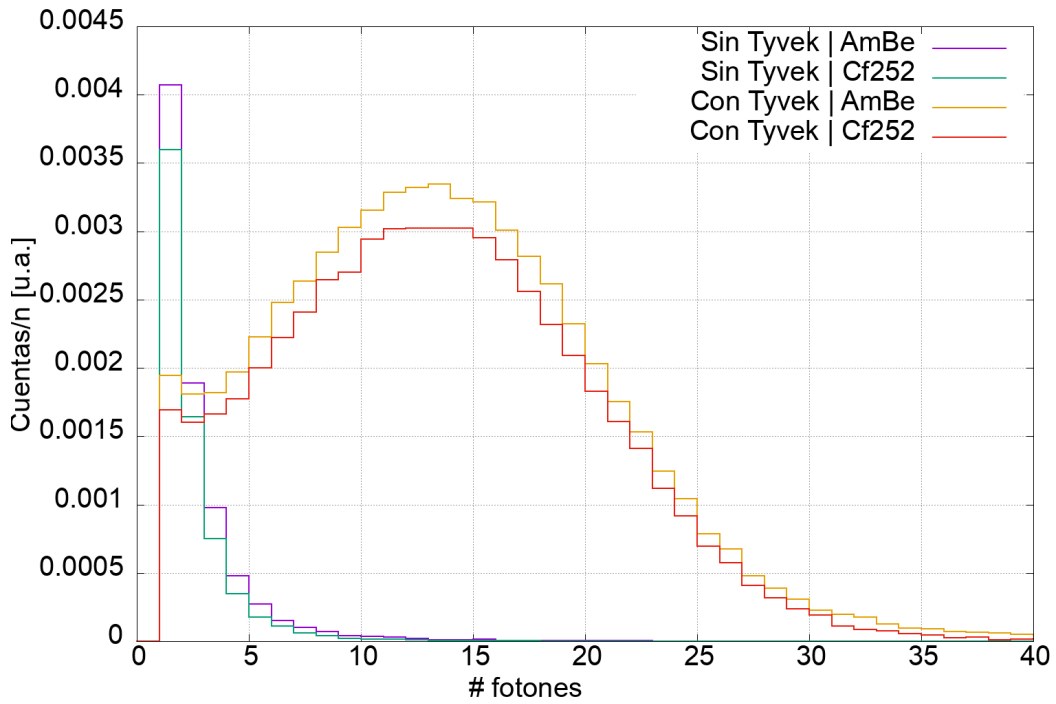


Figura 3.13: Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento con y sin Tyvek. Se puede ver el efecto relectivo y difusivo del Tyvek ya que más fotones sean registrados cuando está presente.

Fuente	# fotones por evento	# neutrones detectados
^{252}Cf	$13,6 \pm 7,1$	96 930
AmBe	$13,4 \pm 6,8$	85 239

Tabla 3.5: Tabla de la eficiencia del detector de altura $h = 62$ cm, con Tyvek, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector.

3.3.3. Fuente a 133 cm de la pared del detector. Variación del tamaño del detector

Una vez establecido que se usará el detector con el recubrimiento del Tyvek, se debe elegir el tamaño del detector, como se mencionó al inicio de la sección se manejaron dos tanques del mismo diámetro pero con altura distinta, el primero “Detector chico” de $h_1 = 62$ cm con el que se corrieron las simulaciones anteriores y uno de mayor altura “Detector grande” $h_2 = 133$ cm. Además de variar la altura del tanque, dos cambios hubo en la geometría simulada, la distancia entre la fuente y el detector cambió a $d = 133$ cm y se agregó un blindaje de plomo pegado a la pared del detector. El bloque de plomo tiene medidas de 10 cm de grosor, 60 cm de largo y 35 cm de altura y está ubicado a la mitad de la altura del detector como muestra la fig 3.6.

La fig 3.14 compara la cantidad de fotones detectados por neutrón incidente en cada uno de los detectores. Se observa que el detector grande registra más eventos que el detector chico ya que tiene un mayor ángulo sólido y puede recolectar un mayor número de neutrones incidentes ya que su eficiencia geométrica ε_{geo} es mayor. Además, al tener un mayor volumen de agua es más probable que los gammas generados por el neutrón incidente depositen toda su energía generando más fotones Cherenkov.

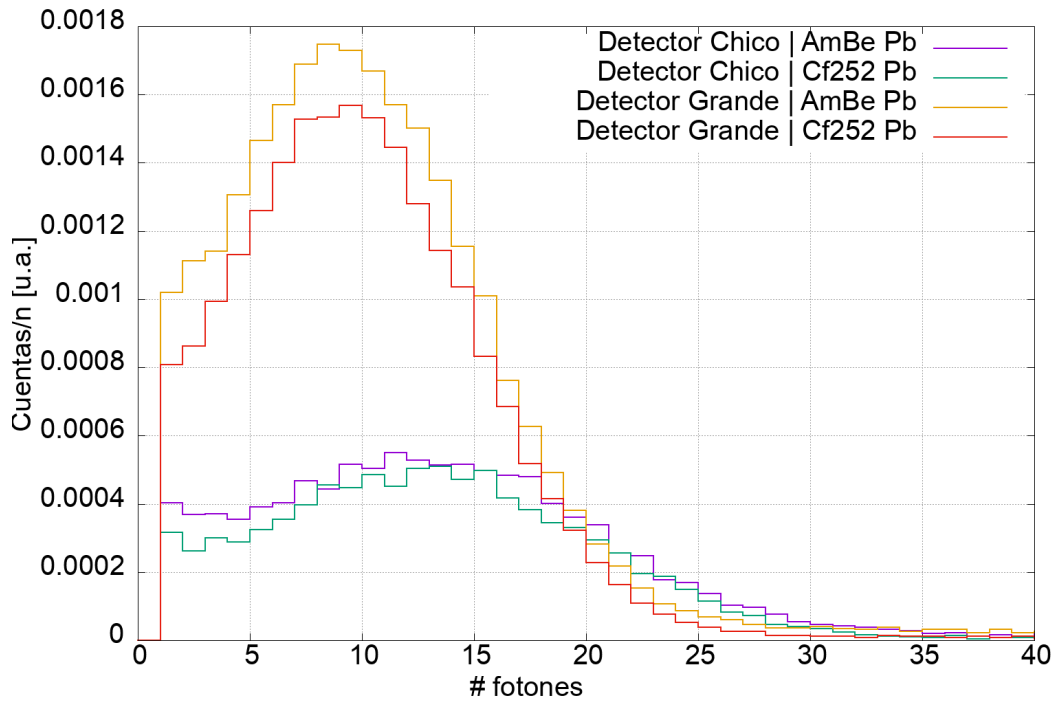


Figura 3.14: Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento variando el tamaño del detector. Para el detector grande se observa que la cantidad de fotones recolectados es mucho mayor que para el detector chico.

Los neutrones que inciden cerca a los bordes del detector grande dejan menor señal en este, es decir, menor cantidad de fotones Cherenkov son recolectados, esto explicaría que la cantidad de fotones recolectados en promedio por el detector grande es menor que para el chico. La tabla 3.6 es un cuadro comparativo entre las eficiencias del detector grande y chico.

Detector	Fuente	# fotones por evento	# neutrones detectados	ε_{int} [%]
Chico	^{252}Cf	$13,3 \pm 7,0$	14 024	19,0
	AmBe	$13,5 \pm 7,6$	16 531	22,4
Grande	^{252}Cf	$10,2 \pm 5,4$	32 069	22,0
	AmBe	$10,5 \pm 6,2$	38 111	26,2

Tabla 3.6: Tabla de la eficiencia del detector chico y grande, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 133 cm de la pared del detector y un blindaje de plomo de 10 cm de grosor pegado al detector. Se observa que la eficiencia intrínseca ε_{int} del detector es mejor para el detector grande en comparación con el chico. Además la ε_{int} mejora para la fuente de AmBe debido a que produce gammas de más alta energía.

En conclusión la eficiencia intrínseca del detector mejora al usar un detector de mayor volumen. Las siguientes simulaciones se harán exclusivamente utilizando el detector de mayor tamaño.

3.3.4. Fuente a 39 cm de la pared del detector. Utilización de diferentes blindajes

Tanto en la simulación como en los experimentos se usaron distintos blindajes. Por simplicidad todos los blindajes que se simularon tenían forma cúbica, la tabla 3.7 tiene las dimensiones de cada uno de los blindajes utilizados. Debido a su alto contenido en hidrógeno, la parafina se usa como moderador de los neutrones de alta energía provenientes de las fuentes utilizadas hasta energías térmicas. El Cadmio tiene una gran sección eficaz de captura de neutrones térmicos, por lo que los neutrones moderados de la parafina deberían ser absorbidos en el Cadmio. Finalmente dado que la captura de neutrones en la parafina o el cadmio producen gammas se utiliza un blindaje de plomo que los absorba. En el experimento se utiliza plomo también porque las fuentes radioactivas producen gammas.

Blindaje	Espesor x [mm]	Largo y [cm]	Altura z [cm]
Parafina	116	47	19
Cadmio	1.35	47	19
Plomo	100	60	35

Tabla 3.7: Dimensiones de los blindajes usados en el experimento y la simulación.

Se utilizaron tres configuraciones distintas de blindajes, todas con la fuente radiactiva a 39 cm de distancia de la pared del detector: **1** Fuente con plomo pegado a la pared del detector; **2** Fuente con Parafina y plomo; **3** Fuente con Parafina, Cadmio y Plomo.

Las figuras 3.15 y 3.16 muestran la cantidad de fotones Cherenkov detectados por cada neutron emitido por la fuente de AmBe y ^{252}Cf respectivamente para cada una de las configuraciones usadas.

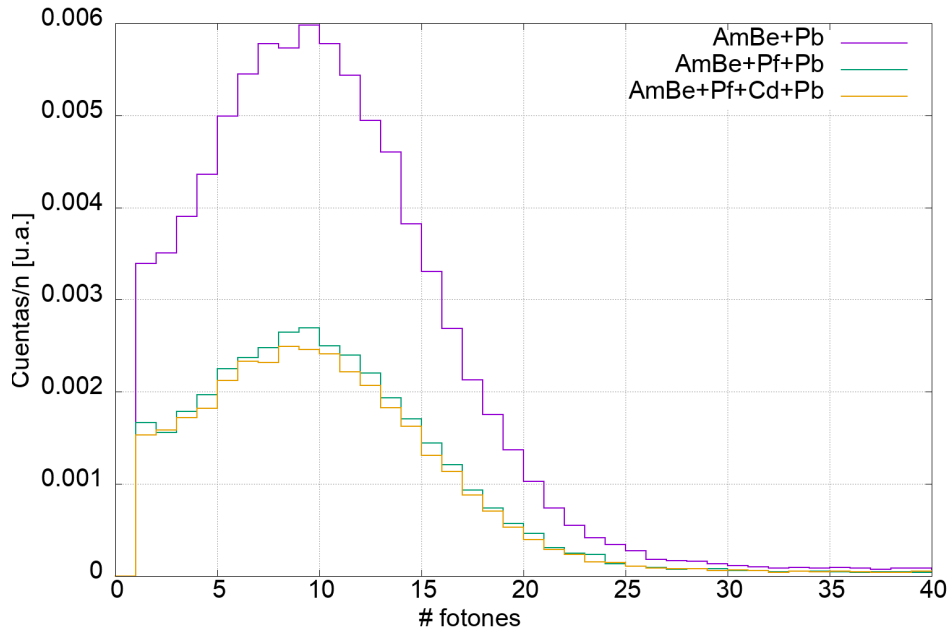


Figura 3.15: Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento utilizando diferentes blindaje utilizando la fuente de AmBe

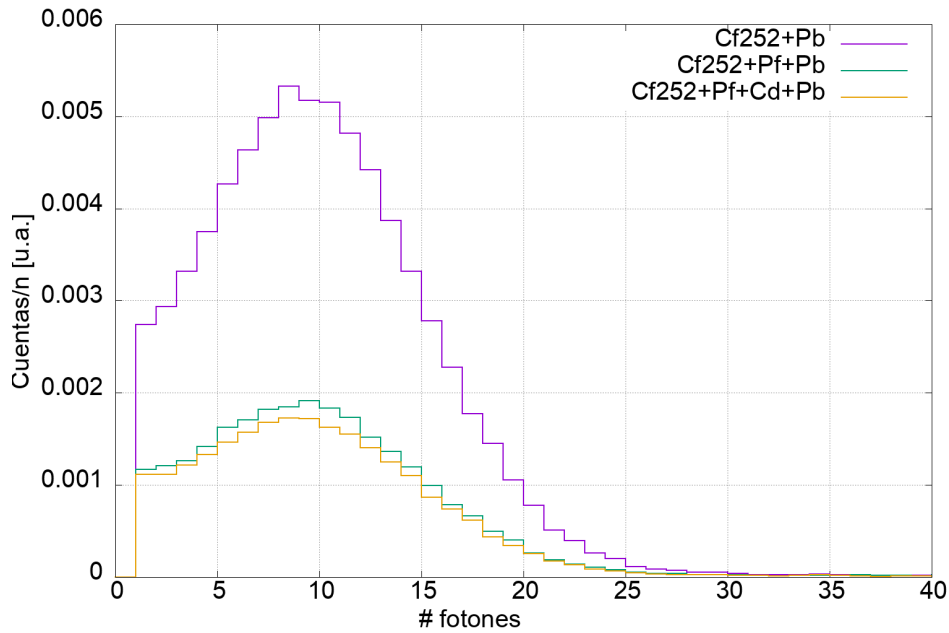


Figura 3.16: Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por evento utilizando diferentes blindaje utilizando la fuente de ^{252}Cf

Se observa en ambas gráficas que el número promedio de fotones detectados no varía con ninguna configuración de blindajes, pero sí el número de neutrones detectados. El mayor cambio se observa al introducir la parafina ya que debido a su grosor no solo modera sino que también absorbe varios de los neutrones provenientes de la fuente, en cambio el efecto del Cadmio es mucho menor, lo que implica que pocos neutrones son absorbidos en el cadmio, esto se debe en parte al delgado espesor de este. La tabla 3.8 es un cuadro comparativo entre las eficiencias del detector para cada una de las configuraciones.

Fuente	Configuración	# fotones por evento	# neutrones detectados
AmBe	Pb	$10,5 \pm 6,0$	128 828
	Pf + Pb	$10,5 \pm 6,2$	58 025
	Pf + Cd + Pb	$10,5 \pm 6,2$	54 351
^{252}Cf	Pb	$10,1 \pm 5,4$	107 251
	Pf + Pb	$10,1 \pm 5,8$	40 079
	Pf + Cd + Pb	$10,0 \pm 5,6$	36 449

Tabla 3.8: Tabla de la eficiencia del detector grande, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector con diferentes configuraciones de blindajes.

Finalmente se hace una comparación de las eficiencias intrínsecas del detector chico y grande para cada una de las fuentes con una distancia de 39 cm entre el detector y la fuente. La tabla 3.9 muestra los resultados.

Detector	Fuente	ε_{int} [%]
Chico	^{252}Cf	12,4
	AmBe	14,6
Grande	^{252}Cf	15,3
	AmBe	18,4

Tabla 3.9: Tabla de la eficiencia del detector chico y grande, para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector y un blindaje de plomo de 10 cm de grosor pegado al detector.

Al igual que a 133 cm, se observa que la eficiencia intrínseca ε_{int} del detector es mejor para el detector grande en comparación con el chico. Además la ε_{int} mejora para la fuente de AmBe debido a que produce gammas de más alta energía.

3.3.5. Neutrones de muy alta energía.

Dado que el detector Cherenkov está expuesto a la radiación cósmica, partículas de alta energía inciden constantemente en él. Para conocer un poco de los procesos que ocurren en

el detector con partículas muy energéticas se hizo incidir la entrada de 5×10^4 neutrones de 500 MeV en el centro del detector. La fig 3.17 muestra la energía depositada por un neutrón de alta energía dentro del detector en un step, en función de la distancia que recorre dentro de este.

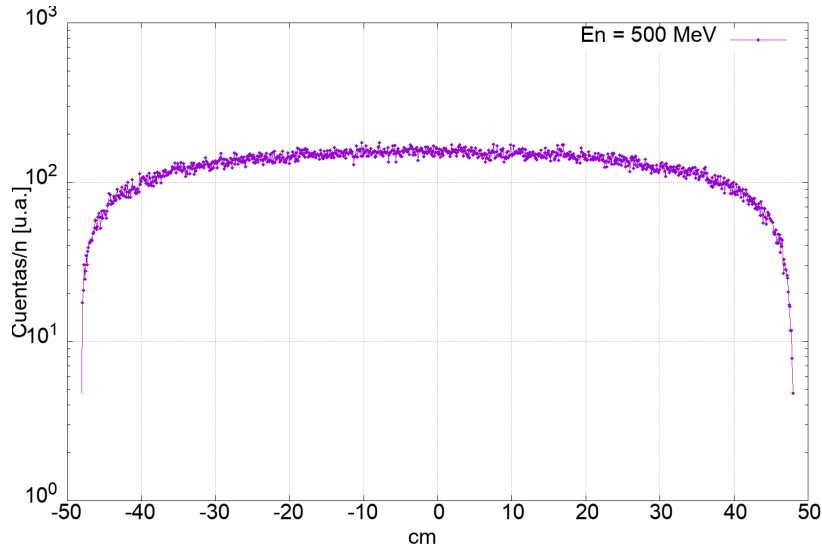


Figura 3.17: la energía depositada por un neutrón de alta energía dentro del detector en un step, en función de la distancia que recorre dentro de este.

A diferencia de los neutrones que provienen de las fuentes radioactivas, los neutrones cósmicos depositan energía de manera constante en todo el detector excepto en las paredes donde por efectos geométricos la cantidad de energía depositada es menor. En la fig 3.18 se observa un histograma en energías de los gammas que se producen en el detector por el paso de los neutrones cósmicos. Se puede observar el máximo en 2,22 MeV que proviene de la captura del neutrón por parte del Hidrógeno lo que demuestra que incluso neutrones muy energéticos pueden ser absorbidos en el agua del detector. Esto también se produce, en parte, por la moderación en el agua.

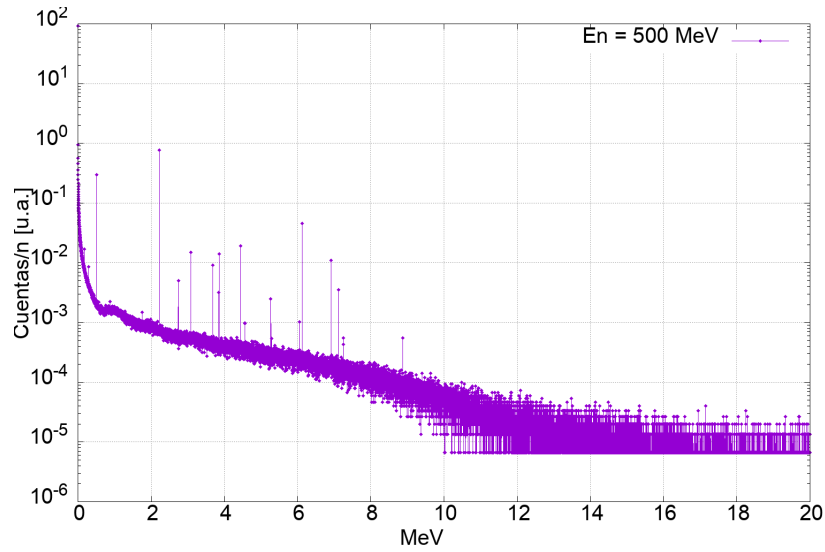


Figura 3.18: Distribución en energía de los gammas producidos dentro del detector por neutrones de alta energía. Se observa que el máximo está en 2,22 MeV producido por la captura del neutrón por el hidrógeno del agua

Se observa también que las reacciones que hace el neutrón dentro del agua generan gammas de hasta 20 MeV de energía, los cuales pueden producir electrones de alta energía antes de ser absorbidos o abandonar el detector como se indica en la 3.19. Estos electrones producen una mayor cantidad de fotones Cherenkov que pueden llegar al PMT.

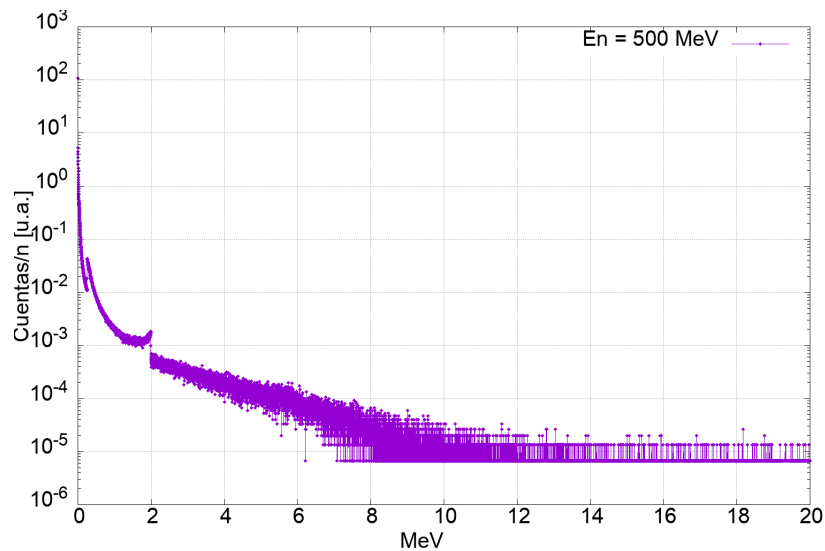


Figura 3.19: Distribución en energía de los electrones producidos dentro del detector por neutrones de alta energía. Se puede observar a 2 MeV el borde Compton que se produce debido al gamma de 2,22 MeV

En la gráfica 3.20 se observa la cantidad de fotones que fueron detectados por cada neutrón de alta energía incidente. La forma del histograma es muy distinta a la que se obtuvo con las fuentes radioactivas, algo que no se esperaba era que el máximo del histograma estuviera en la parte baja del histograma, lo que indica que la mayoría de neutrones incidentes fueron detectados con un número muy bajo de fotones, esto implica que un número importante de neutrones fueron detectados gracias al Cherenkoproducido por los gammas de 2,22 lo ue demuestra la importancia de la moderación y absorción del neutrón en el detector. La media del histograma se ubica en 89 ± 80 fotones por evento. Finalmente calculando la eficiencia para estos neutrones se tiene que $\varepsilon_{\text{tot}} = 55,7\%$. Esta eficiencia es alta debido a que es un haz colimado y no una fuente isotrópica como las que se usó antes, además de que son neutrones de muy alta energía que producen una mayor cantidad de gammas y partículas cargadas que pueden dejar señal en el detector.

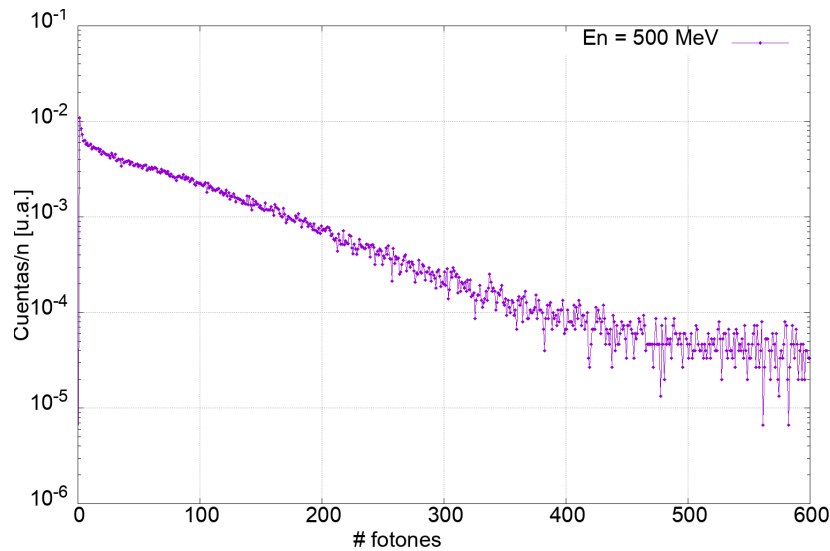


Figura 3.20: Histograma de la cantidad de fotones que fueron detectados por cada neutrón de alta energía incidente

Estos resultados demuestran que es posible detectar neutrones en agua pura sin necesidad de aditivos y explican los mecanismos inherentes a la misma.

Capítulo 4

Trabajo experimental

Una vez obtenidos los resultados de la simulación se procedió a realizar experimentos con el objetivo de contrastar los resultados con el trabajo experimental. Este trabajo se hizo con los detectores Cherenkov en Agua que están ubicados en el departamento de neutrones del Centro Atómico Bariloche.

4.1. Configuración experimental

Previo a comenzar las mediciones, se realizó una calibración de la fuente de alta tensión que alimenta el tubo fotomultiplicador. Como se explicaba en el capítulo 2 la alta tensión del PMT puede ser seleccionada utilizando una interfaz donde se fija un valor en ADC que es transformado en una señal de baja tensión que controla el módulo de alta tensión que está en la base del PMT. Para realizar la calibración se asignaron distintos valores de ADC al control de la fuente y con un multímetro se midió la tensión entregada por esta. La recta de calibración obtenida se muestra en la figura (4.1) y se detalla la tensión de trabajo.

La velocidad de la electrónica permite registrar eventos en un intervalo de 25 ns, la altura del pulso se compara con el valor umbral de Trigger y si es mayor, se registra un pulso de 300 ns de duración. Se establece una línea de base para disminuir el ruido de la señal que proviene del PMT. En la Tabla 4.1 se presentan los valores configurados en la electrónica para las mediciones realizadas.

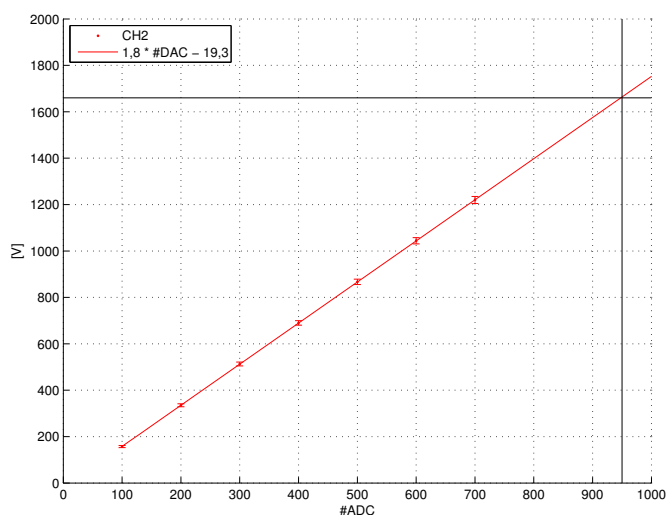


Figura 4.1: Calibración de la fuente de alta tensión.

Línea de base	50 [ADC]
Trigger	100 [ADC]
Alta Tensión	1675 V

Tabla 4.1: Configuración aplicada a la electrónica.

Las mediciones realizadas siguen la mismas configuraciones de blindaje y distancias utilizadas en la parte de simulación. Inicialmente se realizaron mediciones con y sin Tyvek para comprobar el efecto reflector de este. Luego se hicieron medidas comparativas con el detector grande y chico y finalmente se agregaron blindajes bajo las mismas configuraciones utilizadas en la simulación, página 57.



Figura 4.2: En la imagen se observa parte del detector grande, el bloque de Plomo pegado a este, luego una lámina de Cadmio, el bloque de parafina y finalmente el soporte para las fuentes radioactivas.

4.2. Mediciones realizadas

Como se explicó en la [sección 2.2], el uso de un recubrimiento interno del tanque con un material reflector posibilita la recolección de mayor cantidad de fotones Cherenkov en el PMT. Este efecto puede evidenciarse en los pulsos obtenidos, fig. (4.3), donde ambas fuentes generan una mayor cantidad de eventos registrados en el detector con el recubrimiento.

Dado que en los espectros con y sin fuente se evidencian dos zonas claras con un comportamiento distinto, se lo adopta como inicio de la región de interés, el criterio para seleccionar esta región en el espectro fue el de analizar los eventos en el rango medio de energías. Esto permite descartar los eventos de muy baja energía, que se encuentran más afectados por el ruido, y también los de alta energía, originados por los rayos cósmicos. Esta región por tanto se forma por la detección de neutrones del detector Cherenkov.

El primer experimento realizado fue con el detector chico con 10 cm de plomo y la fuente a 39 cm de las paredes del detector, se realizaron mediciones con ambas fuentes radioactivas de ^{252}Cf y AmBe, con un tiempo de medición de 5 min. En este experimento se hicieron comparaciones del detector con y sin Tyvek. La figura 4.4 muestra la región de interés de los espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe con y sin Tyvek. En ambos casos se observa que el número de cuentas es mayor con Tyvek, mejorando la eficiencia

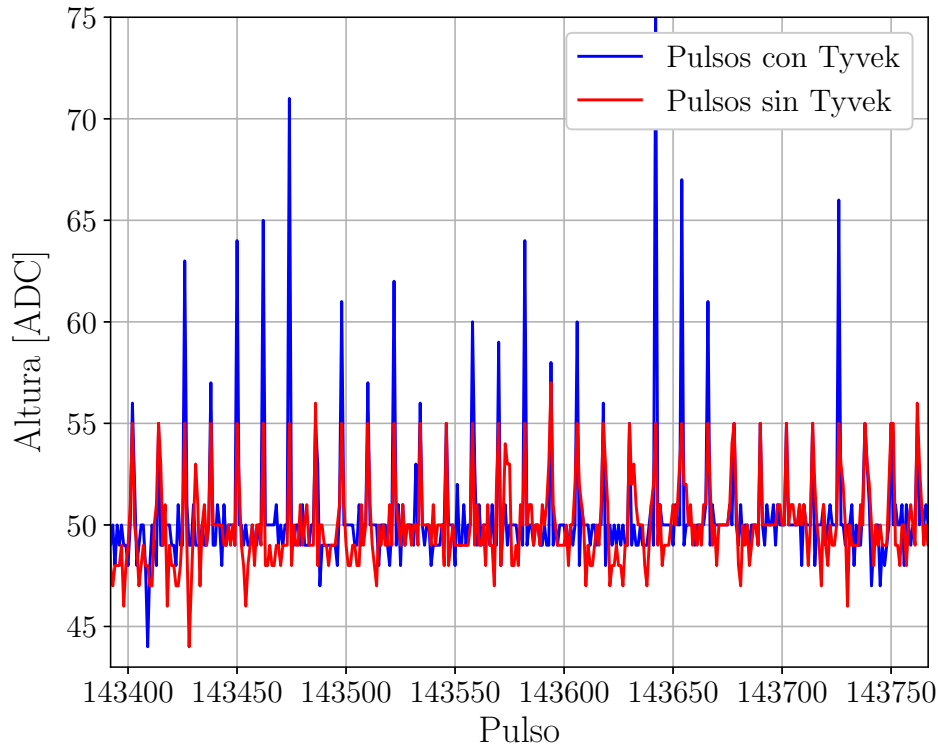


Figura 4.3: Altura de pulsos [ADC] obtenidos con la fuente de $^{241}\text{AmBe}$ con y sin Tyvek. Se puede ver que los pulsos con Tyvek son mucho más altos lo que corresponden a una mayor cantidad de fotones Cherenkov recolectados.

del detector.

Debido a la baja actividad de la fuente de ^{252}Cf el número de cuentas no es mucho mayor al histograma del fondo. Sin embargo con el recubrimiento del Tyvek es más visible esa diferencia. Teniendo esto en cuenta, con la ecuación (4.1) se calcula el número de cuentas en la región de interés, comprendida entre un canal min y max del histograma.

$$\text{Cuentas} = \int_{min}^{max} \text{Espectro } d(\text{canal}) \quad (4.1)$$

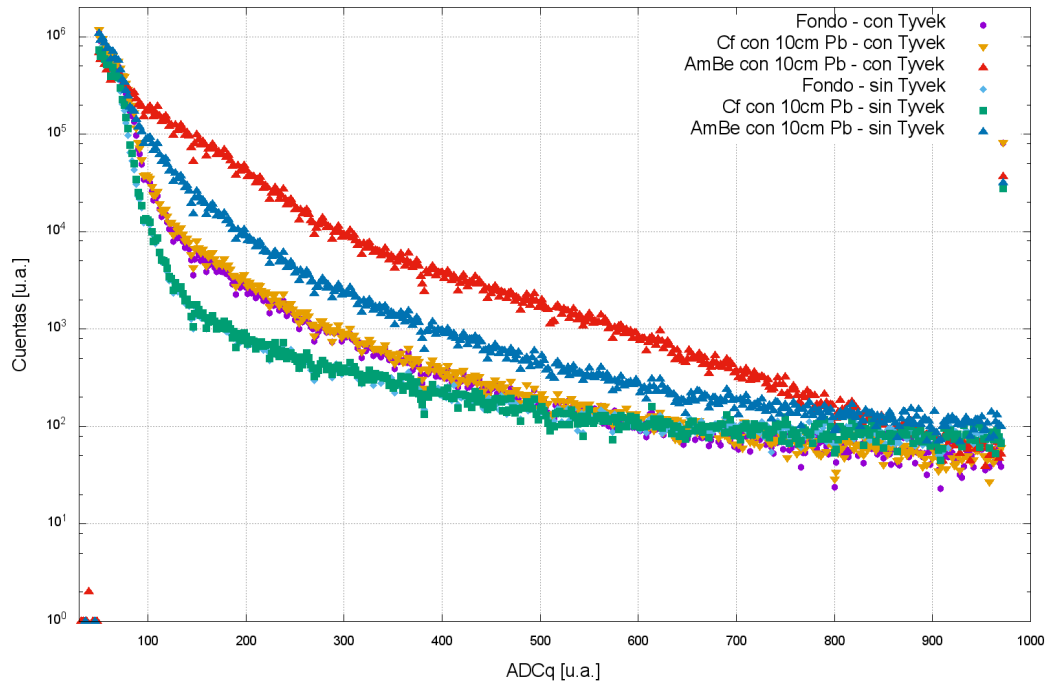


Figura 4.4: Espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe con y sin Tyvek.

Las siguientes mediciones que se hicieron fueron con el detector chico y el detector grande utilizando ambas fuentes y un blindaje de plomo pegado a la pared del detector. Se utilizaron dos distancias distintas, la primera con la fuente pegada al blindaje de plomo, es decir a 10 cm del detector y la segunda con la fuente a 39 cm de las paredes del detector. En las figuras 4.5, 4.6 se observan los histogramas de carga obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe para los detectores grande y chico restado su fondo.

En la figura se observan las diferencias entre ambos detectores, el número de cuentas en 500 ADC para la fuente de AmBe es un orden de magnitud más para el tanque chico comparado con el tanque grande. En el caso del ^{252}Cf no hay diferencias muy grandes entre ambos espectros, sin embargo es visible la formación de una gaussiana en el espectro del detector grande.

Es notorio también que ambas fuentes crean un pico en el detector grande en ambas distancias, esto corresponde a la carga promedio generada por los fotones que son registrados en el fotocatodo, este es posiblemente un efecto del *trigger* en pico al mirar el histograma de carga.

Con las ecuaciones (4.1) y (2.3) se genera la tabla 4.2 que comprende la eficiencia intrínseca del detector chico y grande para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe. Detalles de la cuenta se encuentran en el apéndice C.

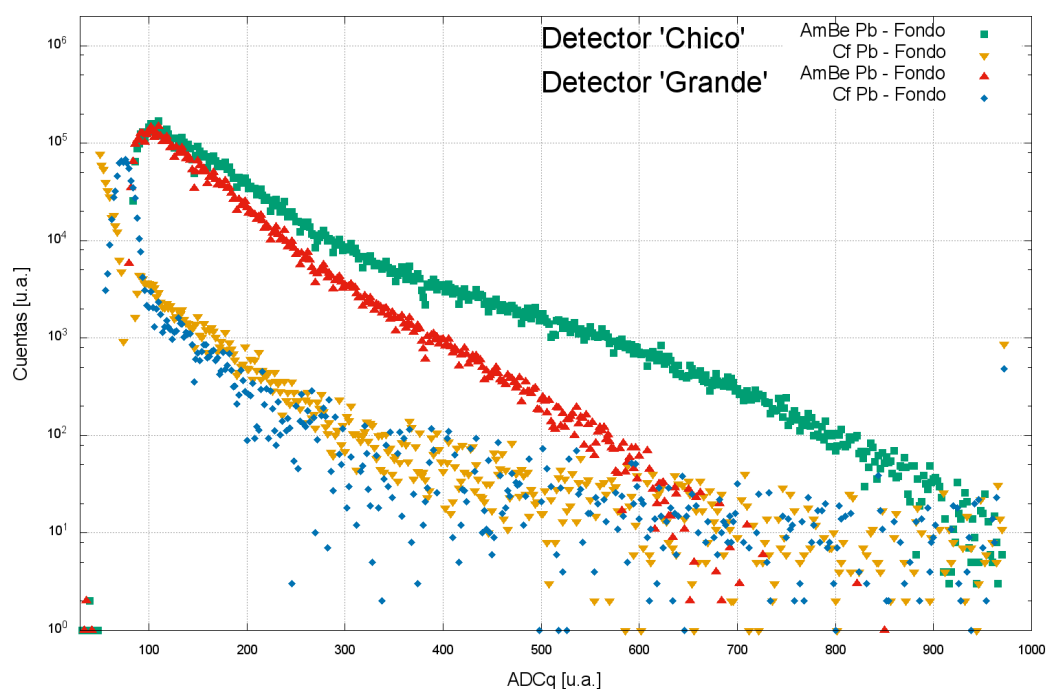


Figura 4.5: Espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe para los detectores grande y chico restado su fondo a una distancia de 10 cm.

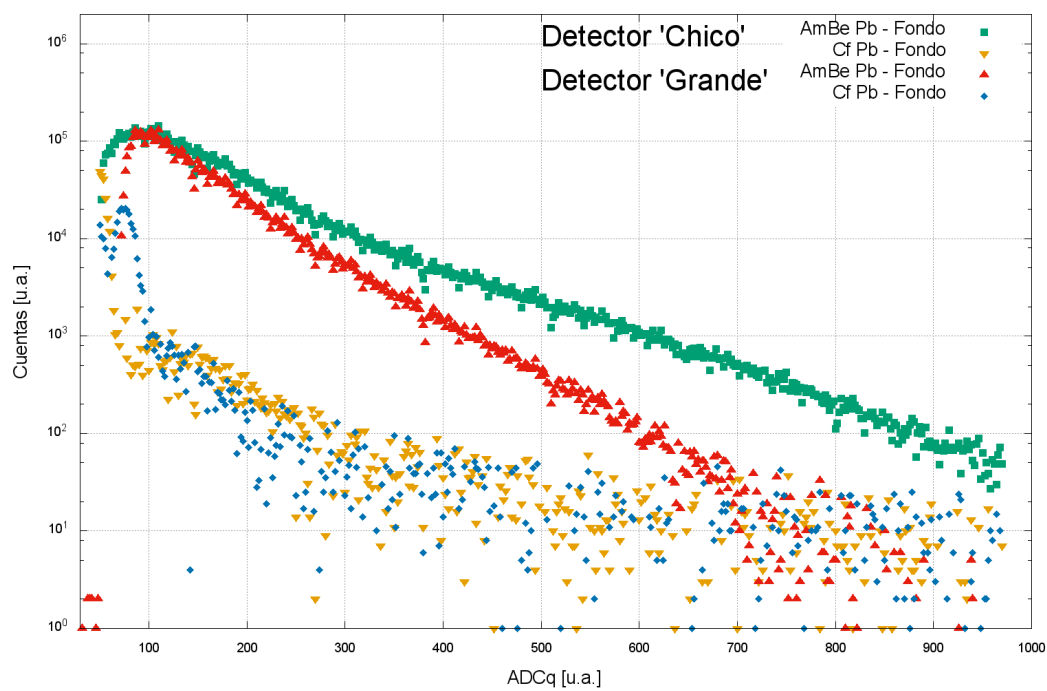


Figura 4.6: Espectros obtenidos para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe para los detectores grande y chico restado su fondo a una distancia de 39 cm.

	Fuentes	Cuentas	ε_{int} [%]
T. chico	^{252}Cf	6902827	84
	AmBe	15179705	8
T. grande	^{252}Cf	11232713	50
	AmBe	15269639	3

Tabla 4.2: Tabla de la eficiencia intrínseca ε_{int} del detector chico con y sin Tyvek para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector con blindaje de Plomo

Finalmente se hicieron mediciones con las diferentes configuraciones de blindajes, los resultados se muestran en las figuras 4.7, 4.8, 4.9 y 4.10

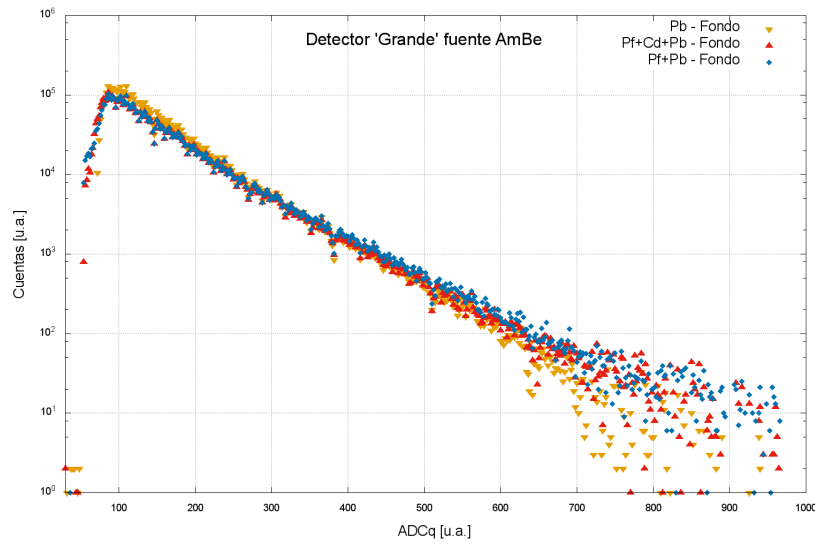


Figura 4.7: Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de AmBe. A todos los histogramas se les ha restado el respectivo fondo

Como se observa en la figura 4.8 la cantidad de cuentas decae cuando se agrega la parafina debido a que esta absorbe muchos de los neutrones que provienen de la fuente. En cambio el efecto del Cadmio no es tan notorio y por tanto los histogramas con blindajes de Pb+Pf+Cd y Pb+Pf son indistinguibles. Estos resultados son congruentes con los resultados obtenidos en las simulaciones como se observan en la figura 3.15.

Al igual que en el caso de la fuente de AmBe la cantidad de cuentas decae cuando se agrega la parafina y el efecto del Cadmio no es tan visible. Se puede concluir del trabajo experimental que para mejorar la sensibilidad de un WCD para medir neutrones es más favorable usar un recubrimiento Tyvek y un tanque de mayor volumen. En estos experimentos no se puede hacer conclusiones sobre las diferencias en la eficiencia calculada para las fuentes utilizadas.

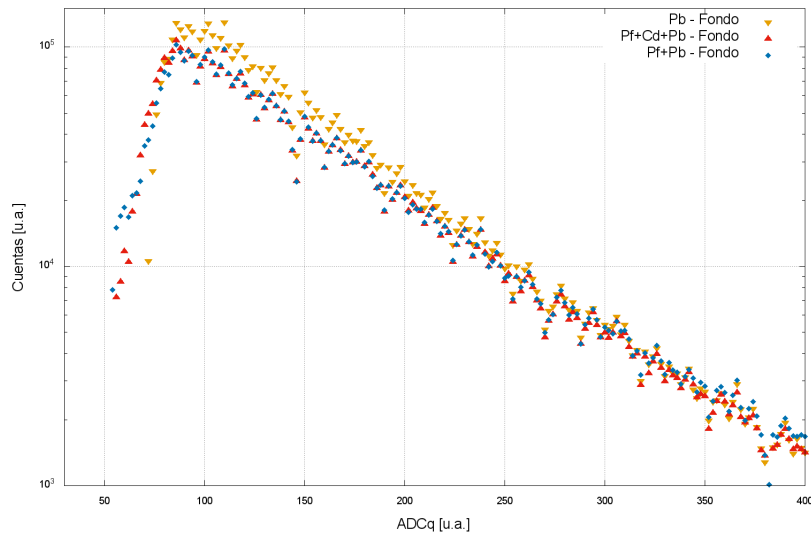


Figura 4.8: Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de AmBe en el rango de neutrones. A todos los histogramas se les ha restado el respectivo fondo

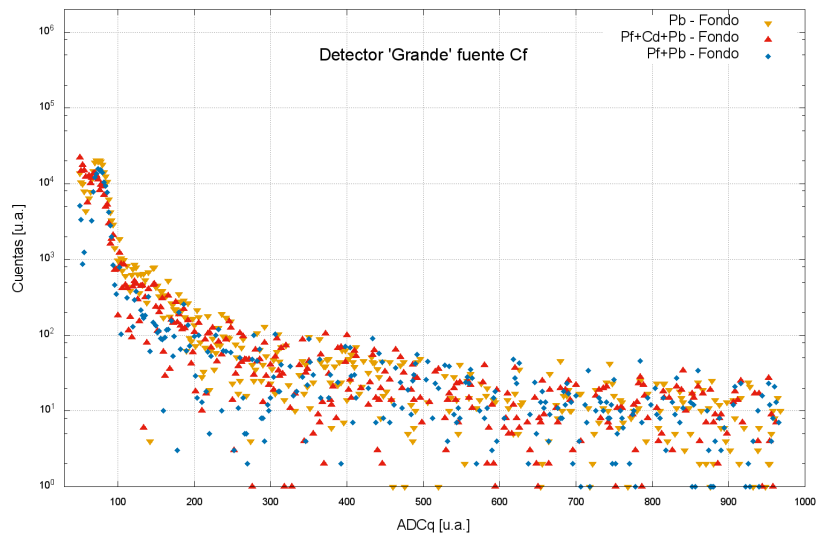


Figura 4.9: Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de ^{252}Cf . A todos los histogramas se les ha restado el respectivo fondo

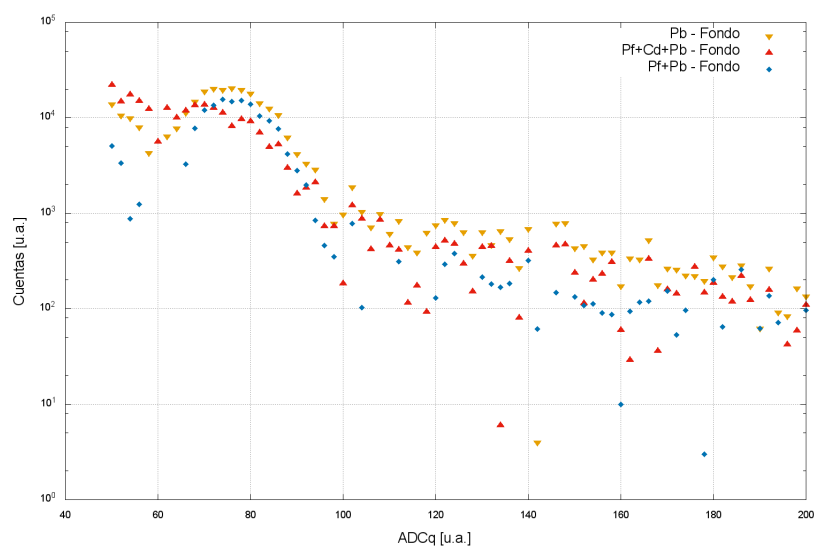


Figura 4.10: Histograma obtenido con diferentes configuraciones de blindajes para la fuente de ^{252}Cf en el rango de neutrones. A todos los histogramas se les ha restado el respectivo fondo

Capítulo 5

Conclusiones

La utilización de los WCD como detector de neutrones constituye un desarrollo importante no solo por su uso en investigación básica, sino su potencial para hacer meteorología espacial. Además su gran volumen activo, su facilidad de instalación y bajo costo de ensamblado permite ser utilizado como una opción viable para reemplazar los detectores de ^3He como salvaguardia nuclear en pasos fronterizos y puestos aduaneros.

En el desarrollo de este proyecto inicialmente se realizaron simulaciones con diferentes geometrías para comprender los procesos físicos más importantes que ocurren dentro del detector. Primero se simuló un haz de neutrones que incide dentro de un volumen infinito de agua para ver todas las reacciones posibles que puede realizar el neutrón dentro de esta. Se observó que la reacción principal es la captura del neutrón por el hidrógeno del agua emitiendo un fotón de 2,22 MeV. Luego se trabajó con un volumen de 1 m^3 de agua lo que permitió cuantificar la cantidad de radiación que abandona el volumen, se observó el porcentaje de neutrones transportados mostrándose que a partir de 1 keV una cierta cantidad de los mismos abandonan el volumen estudiado, tabla 3.1. A su vez se observó que el número de gammas generados resulta ser aproximadamente el mismo para energías del neutrón por debajo del MeV y para energías mayores a esta empiezan a aparecer otros procesos de interacción del neutron con la materia que pueden generar más gammas, tabla 3.2. Se volvió a observar que la reacción más frecuente que realiza dentro del detector es la que produce el gamma de 2,22 MeV. y las distancias involucradas en estos procesos. Finalmente las últimas simulaciones se hicieron con una geometría compleja parecida al montaje experimental. Se simularon los espectros en energía de ambas fuentes de neutrones que iban a ser utilizadas en la parte experimental: AmBe (fig 3.7) y ^{252}Cf (fig 3.8). Para el transporte de los fotones Cherenkov dentro del detector se agregaron propiedades ópticas al agua. Se simuló el recubrimiento de tyvek como un volumen entre el acero inoxidable y el agua con propiedades reflectivas, difusivas y de absorción. También se simuló el PMT

como un sumidero de fotones el cual registraba un fotón Cherenkov según la función de Eficiencia Cuántica del PMT utilizado luego en los experimentos.

Se simularon $1,5 \times 10^6$ neutrones por fuente, inicialmente se observó que la distancia más probable a la cual ocurre la captura de neutrones por el agua es de 10,1 cm para ^{252}Cf y 12,3 cm para AmBe, tabla 3.3, a su vez se observó que la energía depositada dentro del detector se da a una distancia de 4,7 cm ^{252}Cf y 7,3 cm para AmBe, tabla 3.4. Estos resultados demuestran que la mayor parte de las absorciones ocurren a distancias cercanas a la pared del detector, en concordancia con esto se observa que en ambos casos la mayoría de los neutrones depositan con mayor frecuencia su energía cerca a la pared del detector.

Se comparó la respuesta del detector con y sin el recubrimiento del Tyvek, observándose que la diferencia en el número de fotones que llega al PMT (que luego será traducido a señal) es mucho mayor en el caso que el recubrimiento está presente, tabla 3.5.

Se estudió la respuesta de detectores con diferente volumen activo utilizando un detector chico y un detector grande ya descritos. Los histogramas de # de fotones por evento fig 3.13 y fig 3.14 demuestran que el detector grande es, como se esperaba, la mejor opción para detectar neutrones provenientes de ambas fuentes. Estos estudios se hicieron a dos distancias distintas de fuente-detector de 39 y 133 cm arrojando resultados consistentes.

Por otro lado se utilizaron distintas configuraciones de blindajes: Plomo, Plomo y Parafina, Plomo, Parafina y Cadmio. Se observó el efecto de moderación y absorción de la parafina y una parte de los neutrones que se capturan por la presencia del Cadmio.

Una vez realizadas las simulaciones se procedieron con las mediciones para estudiar el detector en presencia de las fuentes reales, se realizaron mediciones con y sin el recubrimiento del Tyvek para el detector chico y una vez comprobado el efecto del Tyvek, se realizaron mediciones con un detector grande para comparar los resultados. Finalmente al igual que en la parte de simulaciones se utilizaron diferentes blindajes y se calculó la eficiencia del detector en cada una de las mediciones realizadas.

La forma de los espectros obtenidos para los detectores grande y chico restado su fondo (fig 4.6) es distinta para cada fuente de ^{252}Cf y AmBe, esto puede ser debido a que la diferencia de actividad entre ellas era de tres ordenes de magnitud o a que los neutrones provenientes de la fuente de AmBe son en promedio más energéticos que los de la fuente de ^{252}Cf . Sin embargo se puede observar en ambas un punto máximo para un valor de ADC para las 4 mediciones.

Para la ^{252}Cf se observa que el histograma medido con el detector grande produce una señal con un pico más definido y con un mayor valor de ADC. Para el caso del AmBe el histograma con el detector grande posee menos cuentas que el detector chico a diferencia

de lo observado en la simulación. Sin embargo solo en el detector grande se puede observar toda la región de interés sin cambiar la ganancia, en cambio en el detector chico se debería reducir el valor de alto voltaje para observar todas las cuentas producidas por la fuente. Por lo tanto con el detector grande se puede observar toda la contribución de los neutrones de ambas fuentes sin hacer cambios en la electrónica.

La comparación entre las eficiencias intrínsecas calculadas a partir de las simulaciones, las mediciones realizadas en el desarrollo del proyecto y mediciones realizadas en un trabajo anterior [16] se muestran en la tabla 5.1. Las medidas del detector utilizado en el trabajo previo son distintas a las realizadas en el presente proyecto.

Tamaño	Fuentes	Exp. [%]	Sim. [%]	Trabajo previo [%]
T. chico	^{252}Cf	84	12	20
	AmBe	7	15	10
T. grande	^{252}Cf	49	15	—
	AmBe	2	18	—

Tabla 5.1: Tabla de la eficiencia intrínseca (ε_{int}) del detector chico y grande para las fuentes de ^{252}Cf y AmBe a 39 cm de la pared del detector con blindaje de Plomo. También se incluyen las mediciones de un trabajo previo realizados con un WCD de volumen distinto [16].

Los valores de la eficiencia intrínseca (ε_{int}) obtenidos en la simulación son consistentes con las mediciones realizadas previamente. Los valores de las mediciones realizadas en el desarrollo del trabajo fluctúan bastante y son poco fiables, sin embargo conserva la tendencia del trabajo previo en el que la ε_{int} para la fuente de ^{252}Cf es mayor a la de AmBe. Además de que se comprueba de que en todos los casos hay detección de neutrones por encima del fondo cósmico.

Durante el desarrollo de la parte experimental se tuvieron algunos inconvenientes debido a la gran sensibilidad de sus componentes. La electrónica utilizada para la adquisición tuvo que ser reemplazada debido a que sus componentes son muy sensibles a las variaciones de línea y sufrieron daños. Se debe tener especial cuidado también con los PMT, ya que una prolongada exposición a la luz puede deteriorar su funcionamiento. Para la parte de simulaciones es recomendable trabajar con gran poder de cómputo sobretodo al analizar interacciones con neutrones de altas energías.

Los resultados obtenidos demuestran que la mayoría de neutrones provenientes de fuentes radioactivas, es decir con energías menores a 10 MeV, son absorbido en un volumen de agua no mayor a 1 m^3 , por lo que no hay necesidad de utilizar aditivos que tengan una sección eficaz de absorción de neutrones muy alta (como el Gadolinio) para este fin.

También se comprobó que los gammas de 2.2 MeV provenientes de la captura del neutrón por parte del Hidrógeno son suficientemente energéticos para que los electrones Compton que sean eyectados produzcan una señal Cherenkov apreciable en el PMT, comprobando así la posible utilización de los WCD como detectores de neutrones. Se puede concluir del trabajo experimental además que para mejorar la sensibilidad de un WCD para medir neutrones es más favorable usar un recubrimiento Tyvek y un tanque de mayor volumen.

Mediante las simulaciones se observó que neutrones más energéticos generan gammas de mayor energía que registran una mayor señal en el PMT, por lo que la eficiencia intrínseca del detector puede no solo depender de la actividad de la fuente sino también de la energía cinética de los neutrones que inciden en este. Más simulaciones y experimentos en esta dirección son necesarios para comprobar esta hipótesis.

En esta tesis se comprobó la detección de neutrones de alta energía por encima del fondo de radiación cósmica por medio de un Detector Cherenkov en Agua sin necesidad de agregar aditivos. Este resultado da un soporte experimental y computacional al desarrollo del WCD como detector de frontera para Materiales Nucleares Especiales. También este trabajo incentiva el desarrollo de nuevas aplicaciones a los WCD como en la meteorología espacial y tiene posibles usos en el área de física médica.

Para futuros desarrollos se pueden utilizar diferentes aditivos no contaminantes en el agua que puedan absorber neutrones y emitir gammas de alta energía que dejen más señal en el detector, asimismo utilizar una electrónica diferente que tenga un mejor tiempo de respuesta y procese más eficientemente los datos obtenidos por el detector. En la parte computacional se puede generar simulaciones de la respuesta del detector a partículas de altas energías provenientes de lluvias cósmicas.

Apéndice A

Cálculo de la moderación de los neutrones en un medio

En la colisión elástica del neutrón, vista desde el sistema Centro de masa como indica la figura 1.4 la posición del Centro de masa (CM) respecto al sistema de laboratorio es:

$$\mathbf{R}_{cm} = \frac{m\mathbf{r}_{lab} + M\mathbf{R}_{lab}}{m + M}$$

donde \mathbf{r}_{lab} y \mathbf{R}_{lab} son las posiciones del neutrón y el núcleo respectivamente. La velocidad del centro de masa es:

$$\mathbf{W} = \dot{\mathbf{R}}_{cm} = \frac{m\dot{\mathbf{r}}_{lab} + \dot{\mathbf{R}}_{lab}}{m + M} = \frac{m}{m + M}\mathbf{v}_{lab} \quad (\text{A.1})$$

donde $\dot{\mathbf{R}}_{lab} = 0$ y $\mathbf{v}_{lab} = \dot{\mathbf{r}}_{lab}$ es la velocidad del neutrón antes del choque. Haciendo una transformación de coordenadas para la velocidad del neutrón tenemos que:

$$\mathbf{v}_{cm} = \mathbf{v}_{lab} - \mathbf{W} = \frac{M}{m + M}\mathbf{v}_{lab} \quad (\text{A.2})$$

Haciendo lo mismo para el núcleo y dado que $\mathbf{V}_{lab} = 0$

$$\mathbf{V}_{cm} = -\mathbf{W} = -\frac{m}{m + M}\mathbf{v}_{lab} \quad (\text{A.3})$$

Dado que la energía cinética se conserva en un choque elástico y además que el momento lineal es cero en el sistema Centro de masa ($\mathbf{p} = 0$) las velocidades del neutrón y el núcleo son las misma después del choque por lo que la transformación de la ecuación

(A.2) después del choque es:

$$\mathbf{v}'_{\text{cm}} = \mathbf{v}'_{\text{lab}} + \mathbf{W} \quad \rightarrow \quad \mathbf{v}'_{\text{lab}} = \mathbf{v}'_{\text{cm}} - \mathbf{W}$$

ya que $\mathbf{v}'_{\text{cm}} = \mathbf{v}_{\text{cm}}$ y $\mathbf{W} = -\mathbf{V}_{\text{cm}}$ la ecuación queda:

$$\mathbf{v}'_{\text{lab}} = \mathbf{v}_{\text{cm}} + \mathbf{V}_{\text{cm}} \quad (\text{A.4})$$

Elevando al cuadrado (A.4) y reemplazando las ecuaciones (A.2) y (A.3):

$$\begin{aligned} v_{\text{lab}}'^2 &= v_{\text{cm}}^2 + V_{\text{cm}}^2 + 2v_{\text{cm}}V_{\text{cm}}\cos\theta_{\text{cm}} \\ &= v_{\text{lab}}^2 \left[\left(\frac{M}{m+M} \right)^2 + \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 + 2\frac{mM}{(m+M)^2}\cos\theta_{\text{cm}} \right] \\ \frac{v_{\text{lab}}'^2}{v_{\text{lab}}^2} &= \frac{M^2 + m^2 + 2mM\cos\theta_{\text{cm}}}{(m+M)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Haciendo una razón entre las energías cinéticas del neutrón antes y después del choque tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{E'}{E_0} &= \frac{1/2 m v_{\text{lab}}'^2}{1/2 m v_{\text{lab}}^2} = \frac{M^2 + m^2 + 2mM\cos\theta_{\text{cm}}}{(m+M)^2} \\ &= \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta_{\text{cm}}}{(A+1)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Donde $A = \frac{M}{m}$ es el número atómico del núcleo.

Apéndice B

Interacción radiación materia en Geant4

B.1. Acerca de Geant4

GEANT4 es un software desarrollado por el CERN (European Organization for Nuclear Research) [44], es una herramienta poderosa para la simulación de interacciones de radiación-materia en un amplio rango de energías. Está escrito en C++ y por tanto se trabaja como un programa orientado a objetos. GEANT4 tiene la capacidad, a diferencia de otros softwares de este tipo (e.g MCNP) simular no solo los procesos físicos sino también la respuesta de los detectores utilizados en los experimentos, razón por la cual fue elegido para simular el presente trabajo.

En GEANT4 se pueden definir entre otras cosas geometrías, materiales, partículas con sus trayectorias a través de materiales y campos electromagnéticos, puede realizar descripciones precisas de los procesos físicos que gobiernan dichas partículas y luego guardar los eventos para su posterior análisis.

Una simulación de GEANT4 requiere como mínimo un archivo que contenga el **Main** y tres clases: **DetectorConstruction**, **PhysicsList** y **PrimaryGeneratorAction**. El **Main** incluye las demás clases y comandos necesarios para correr la simulación. La clase **DetectorConstruction** es responsable de definir la geometría del montaje experimental; formas y tamaños de los volúmenes, además de los materiales y los volúmenes sensibles (detectores). La clase **PhysicsList** incluye todos los procesos físicos que van a ser considerados, por ejemplo en una simulación de un haz de neutrones es posible omitir los efectos electromagnéticos en la simulación para enfocarse solamente en la interacción del neutrón. Finalmente la clase **PrimaryGeneratorAction** describe la fuente o haz de

radiación que se va a utilizar.

En GEANT4 el proceso (**G4HadronicProcess**) usa la composición del material y su sección eficaz para elegir el isótopo con el cual va a interactuar la partícula incidente. Luego crea un objeto interno un **G4Nucleus** usualmente como blanco y transfiere el **track** y blanco al modelo apropiado. Debido a esto el nombre del blanco en las reacciones no siempre es visible, en estos casos se toma un nombre genérico para estos isótopos desconocidos: **XXXX** [45].

Cuando un neutrón libre penetra en un blanco, este puede o no interactuar con algún núcleo, de no hacerlo, a este proceso le llamaremos *transporte de neutrones*, así que, los neutrones transportados serán aquellos que NO interactuaron con ningún núcleo antes de abandonar el material.

De todas las partículas producidas en la interacción del agua con los neutrones, solo se sigue el **track** de los rayos gammas, estos pueden interactuar con el átomo como un todo o con el núcleo si tiene suficiente energía. Los procesos que ocurren en la simulación están consignados en la Tabla (B.1).

Nombre	Partícula incidente	Tipo de proceso	Reacción
Captura neutrónica	Neutrón	Nuclear	(n, γ)
Dispersión elástica	Neutrón	Nuclear	(n, n') $(n, n' + p)$
Dispersión inelástica	Neutrón	Nuclear	$(n, n' + \gamma)$ $(n, n' + \alpha)$
Efecto Compton	Gamma	Atómico	$(\gamma, \gamma' + e^-)$
Efecto fotoeléctrico	Gamma	Atómico	(γ, e^-)
Creación de pares	Gamma	Nuclear	$(\gamma, e^- + e^+)$
Efecto Fotonuclear	Gamma	Nuclear	$(\gamma, N-\gamma)$

Tabla B.1: Procesos que pueden ocurrir dentro del cubo de agua para neutrones y gammas.

B.2. Energía umbral para la producción de partículas secundarias

En GEANT4 algunos procesos electromagnéticos requieren una energía umbral debajo de la cual no se producirán partículas secundarias para evitar el costo computacional de seguir partículas o procesos que no son de interés. Debido a este requerimiento gammas, electrones, positrones y protones requieren una energía umbral. Este umbral debe ser

definido en terminos de distancia que es convertido internamente en una energía cinética para cada material individual. Para cambiar la energía cinética umbral de una partícula se utiliza la siguiente línea: `SetCutValue(1.*mm, "particle")`.

Es por este motivo que se ven reacciones como “neutron + H1 -> neutron + :” en el apéndice B.3 ya que no hay energía umbral para producir un protón. En la Tabla se especifican los cuts utilizados.

===== Table of registered couples =====

Index : 0

Material : G4_AIR

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 990 eV e- 990 eV proton 100 keV

Index : 1

Material : fSoil

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 4.19865 keV e- 316.006 keV proton 100 keV

Index : 2

Material : G4_STAINLESS-STEEL

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 20.9232 keV e- 854.341 keV proton 100 keV

Index : 3

Material : fWater

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 2.94056 keV e- 249.775 keV proton 100 keV

Index : 4

Material : G4_Pb

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 101.843 keV e- 889.493 keV proton 100 keV

Index : 5

Material : G4_Cd

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 48.1415 keV e- 798.816 keV proton 100 keV

Index : 6

Material : G4_PARAFFIN

Range cuts : gamma 1 mm e- 600 um proton 1 mm

Energy thresholds : gamma 2.24745 keV e- 249.775 keV proton 100 keV

B.3. Output típico de una corrida de Geant4

Run Summary

Number of events processed : 2000000 //neutrones incidentes

User=18948.2s Real=4742.93s Sys=2.5s //Tiempo de ejecución

The run is 2000000 neutron of 100 keV through 10 m of G4_WATER (density: 1 g/cm3)

Process calls frequency:

Transportation= 93754 compt= 26911036 conv= 26550 hadElastic= 235490092 nCapture= 1998262

neutronInelastic= 1708 phot= 1881049

List of nuclear reactions:

gamma + XXXX -> e-: 1881049 Q = -543.07 eV

gamma + XXXX -> e- + e+: 26550 Q = -1.022 MeV

gamma + XXXX -> gamma + : 223718 Q = -49.846 eV

gamma + XXXX -> gamma + e-: 26687318 Q = 0 eV

neutron + H1 -> : 27 Q = -0.026715 eV

neutron + H1 -> N gamma + deuteron: 1997292 Q = 2.2257 MeV

neutron + H1 -> neutron + : 215016395 Q = -902.63 eV

neutron + H1 -> neutron + proton: 958 Q = 54.476 eV

neutron + H2 -> N gamma + triton: 1 Q = 6.2644 MeV

neutron + H2 -> neutron + : 4078 Q = -1.1768 keV

neutron + 016 -> : 1 Q = -0.0052058 eV

neutron + 016 -> N gamma + 017: 914 Q = 4.784 MeV

neutron + 016 -> neutron + : 20420543 Q = -284.19 eV

neutron + 017 -> N gamma + 018: 9 Q = 8.0454 MeV

neutron + 017 -> alpha + C14: 260 Q = 1.8188 MeV

```
neutron + 017 -> neutron + : 7502 Q = -214.37 eV
neutron + 018 -> N gamma + 019: 46 Q = 3.9557 MeV
neutron + 018 -> N gamma + alpha: 1 Q = 1.0047 keV
neutron + 018 -> N gamma + alpha + C15: 1256 Q = 2.0339 keV
neutron + 018 -> alpha + C15: 191 Q = -0.034571 eV
neutron + 018 -> neutron + : 40588 Q = -212.06 eV
```

List of generated particles:

```
C14: 260 Emean = 404.22 keV ( 403.93 keV -> 404.52 keV) // (E_min, E_max)
C15: 1447 Emean = 0.049731 eV ( 0.00015825 eV -> 16.921 eV )
O17: 914 Emean = 369.03 eV ( 0.29162 eV -> 7.175 keV)
O18: 9 Emean = 1.0513 keV ( 564.33 eV -> 1.9022 keV)
O19: 46 Emean = 272.95 eV ( 60.947 eV -> 441.49 eV )
alpha: 1708 Emean = 215.33 keV ( 1.5916e-05 eV -> 1.4149 MeV)
deuteron: 1997292 Emean = 1.3203 keV ( 35.126 eV -> 66.439 keV)
e+: 26550 Emean = 581.14 keV ( 46.257 eV -> 4.532 MeV)
e-: 28594917 Emean = 151.32 keV ( 100 eV -> 5.6362 MeV)
gamma: 2001351 Emean = 2.2222 MeV ( 1.0044 keV -> 6.2574 MeV)
proton: 958 Emean = 100.03 keV ( 100 keV -> 100.05 keV)
triton: 1 Emean = 7.0052 keV ( 7.0052 keV -> 7.0052 keV)
```

Además de los procesos de arriba la partícula puede no depositar toda su energía y salir del mundo, GEANT4 nombra esto como un proceso llamado **Transportation**.

Apéndice C

Calculo de la eficiencia intrínseca del detector

En este apéndice se detalla la forma en la que se calculó la eficiencia intrínseca ε_{int} definida en la sección 2.1, para los espectros obtenidos en la parte experimental del trabajo realizado, tabla 4.2.

Primero se identifican en los histogramas la región de interés en la que se ve claramente la contribución de los neutrones por encima del fondo cósmico, fig 4.4. Luego se halla el número de cuentas en la región, para eso se integra la región delimitada por un canal *min* y *max* ec. (4.1). Así, el número de neutrones detectados ΔN será la diferencia entre la integral del histograma con fuente y su respectivo fondo $\Delta N = \text{Cuentas}_{\text{fuente}} - \text{Cuentas}_{\text{fondo}}$.

Para saber el número de neutrones emitidos por la fuente durante la medición N se utiliza la ec (1.14) multiplicada por el tiempo de medición $t_d = 300$ s. Así tenemos:

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t\right) \cdot t_d \quad (\text{C.1})$$

Donde N_0 Es la cantidad de neutrones que emitía en la fecha de calibración, tablas 1.2 y 1.3. Con los valores encontrado se puede calcular la eficiencia total ε_{tot} del detector:

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{\Delta N}{N} \quad (\text{C.2})$$

Una vez obtenida la ε_{tot} se procede a hallar la ε_{geo} definida en la ec (2.7), para hallar el ángulo sólido $\Delta\Omega$ que proyecta la fuente en el detector, se utiliza la ecuación [46]:

$$\Delta\Omega = 4 \arctan\left(\frac{bh}{2d\sqrt{4d^2 + b^2 + h^2}}\right) \quad (\text{C.3})$$

donde b es el diámetro del detector, h es la altura del detector y d es la distancia del detector a la fuente. Finalmente se calcula la eficiencia intrínseca ϵ_{int} como:

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{\epsilon_{\text{tot}}}{\epsilon_{\text{geo}}} \quad (\text{C.4})$$

Bibliografía

- [1] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **798**, 172–213, 2015.
- [2] The Latin American Giant Observatory - LAGO. URL <http://lagoproject.org/wcd.html>, accessed: 2017-10-05.
- [3] High Altitude Water Cherenkov Gamma-Ray Observatory - HAWC. URL <https://www.hawc-observatory.org>, accessed: 2017-10-05.
- [4] Fukuda, S., Fukuda, Y., Hayakawa, T., Ichihara, E., Ishitsuka, M., Itow, Y., *et al.* The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **501** (2), 418–462, 2003.
- [5] Fukuda, Y., Hayakawa, T., Ichihara, E., Inoue, K., Ishihara, K., Ishino, H., *et al.* Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, **81** (8), 1562, 1998.
- [6] Fukuda, Y., Hayakawa, T., Ichihara, E., Inoue, K., Ishihara, K., Ishino, H., *et al.* Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande’s first 300 days. *Physical Review Letters*, **81** (6), 1158, 1998.
- [7] Fukuda, Y., Hayakawa, T., Ichihara, E., Inoue, K., Ishihara, K., Ishino, H., *et al.* Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino-electron scattering. *Physical Review Letters*, **82** (12), 2430, 1999.
- [8] Zhang, Y. Search for Supernova Relic Neutrinos with 2.2 MeV Gamma Tagging at Super-Kamiokande-IV. *Physics Procedia*, **61**, 384–391, 2015.
- [9] Watanabe, H., Zhang, H., Abe, K., Hayato, Y., Iida, T., Ikeda, M., *et al.* First study of neutron tagging with a water cherenkov detector. *Astroparticle Physics*, **31** (4), 320–328, 2009.

-
- [10] Bell, Z. W., Boatner, L. A. Neutron detection via the cherenkov effect. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **57** (6), 3800–3806, 2010.
- [11] Dazeley, S., Bernstein, A., Bowden, N., Carr, D., Ouedraogo, S., Svoboda, R., *et al.* Neutron detection with water cerenkov based detectors. En: Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), 2009 First International Conference on, págs. 1–4. IEEE, 2009.
- [12] Cho, A. Helium-3 shortage could put freeze on low-temperature research. *Science*, **326** (5954), 778–779, 2009.
- [13] Shea, D. A., Morgan, D. The helium-3 shortage: Supply, demand, and options for congress. En: Congressional Research Service, Library of Congress. 2010.
- [14] Kouzes, R. T., Ely, J. H., Erikson, L. E., Kernan, W. J., Lintereur, A. T., Siciliano, E. R., *et al.* Neutron detection alternatives to ^3He for national security applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **623** (3), 1035–1045, 2010.
- [15] Henzlova, D., Kouzes, R., McElroy, R., Peerani, P., Aspinall, M., Baird, K., *et al.* Current status of ^3He alternative technologies for nuclear safeguards. En: final report from series of workshops on ^3He alternatives, LA-UR-15-21201 ver, tomo 3. 2015.
- [16] Sidelnik, I., Asorey, H., Blostein, J. J., Berisso, M. G. Neutron detection using a water cherenkov detector with pure water and a single pmt. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017.
- [17] The NIST reference on constants, units, and uncertainty. URL https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mnc2mev|search_for=neutron+mass, accessed: 2017-10-05.
- [18] The PDG Particle Data Group. URL http://pdg.lbl.gov/2017/tables/contents_tables_baryons.html, accessed: 2017-10-05.
- [19] Podgorsak, E. B. Radiation Physics for Medical Physicists, cap. 6, pág. 170. 1^a ed^{ón}. Springer, 2006.
- [20] Shultis, J. K., Faw, R. E. Fundamentals of nuclear science and engineering, cap. 6, pág. 135. 1^a ed^{ón}. Markel Dekker, Inc., 2002.
- [21] Heyde, K. Basic ideas and concepts in nuclear physics. 2^a ed^{ón}. Institute Of Physics Publishing Ltd, 1999.

- [22] Weston, M. S. Nuclear reactor physics, cap. 1, pág. 13. 2^a ed^{ón}. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co, 2007.
- [23] Beckurts, K. H., Wirtz, K. Neutron Physics, cap. 2, págs. 22–34. 1^a ed^{ón}. Springer-Verlag, 1964.
- [24] Geiger, K. W., Hargrove, C. K. Neutron spectrum of an Am241-Be (α , n) source. *Physical Review*, **53**, 204–208, 1964.
- [25] Smith, B., Fields, P. R., Roberts, J. H. Spontaneous fission neutron spectrum of ²⁵²Cf. *Physical Review*, **108** (2), 411–413, 1957.
- [26] Coelho, P. R., Da Silva, A. A., Maiorino, J. R. Neutron energy spectrum measurements of neutron sources with an NE-213 spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **280**, 270–272, 1989.
- [27] Watt, B. E. Energy spectrum of neutrons from thermal fission of ²³⁵U. *Physical Review*, **87** (6), 1037–1041, 1952.
- [28] Verbinski, V. V., Weber, H., Sund, R. E. Prompt gamma rays from ²³⁵U(n, f), ²³⁹Pu(n, f) and spontaneous fission of ²⁵²Cf. *Physical Review C*, **7** (3), 1173–1185, 1973.
- [29] Knoll, G. F. Radiation detection and measurement. 3^a ed^{ón}. John Wiley & Sons, Inc, 2000.
- [30] El efecto Compton: fotones en una mesa de billar. URL <http://espiadellabo.com/2013/03/el-efecto-compton-vamos-a-hacer-rebotar-fotones/>, accessed: 2017-10-19.
- [31] Robley, D. E. The Atomic nucleus, cap. 25, pág. 712. 1^a ed^{ón}. McGraw-hill Inc., 1955.
- [32] A. Cherenkov, P. Visible light from clear liquids under the action of gamma radiation. *C. R. (Doklady) Akad. Sci. URSS*, **2**, 451–454, 1934.
- [33] Jelley, J. V. Cerenkov radiation and its applications. 1^a ed^{ón}. Springer-Verlag, 1987.
- [34] Frank, I., Tamm, I. Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter, págs. 29–35. Springer Berlin Heidelberg, 1991. URL https://doi.org/10.1007/978-3-642-74626-0_2.

-
- [35] The Spectrum of Riemannium: The Cherenkov effect. URL <https://thespectrumofriemannium.wordpress.com/tag/tamm-frank-formula/>, accessed: 2017-10-26.
- [36] Leo, W. V. Techniques for nuclear and particle physics experiments. 1^a ed^{ón}. Pergamon Press, 1958.
- [37] Cristancho, F. Instrumentación nuclear, 8 2012. Notas de clase.
- [38] Asorey, H. Física de rayos cósmicos, 7 2016. Notas de clase.
- [39] Stéphane, C., James, B., Esmé, F., James, H. Surface Detector PMT Tests, 2008. GAP 99-045.
- [40] DuPont - Tyvek. URL <http://www.dupont.com>, accessed: 2017-10-05.
- [41] Sofo Haro, M., Arnaldi, L. H. The data acquisition system of the Latin American Giant Observatory (LAGO). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **820**, 34–39, 2016.
- [42] Sofo Haro, M. LAGO Official Electronics guide. Laboratorio Detección de Partículas y radiación. Centro Atómico Bariloche, 1^a ed^{ón}., 10 2011. Guía de conexión de hardware.
- [43] Digilentinc: A National Instruments Company. URL <http://store.digilentinc.com/>, accessed: 2017-10-19.
- [44] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K. a., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., *et al.* GEANT4-a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **506** (3), 250–303, 2003.
- [45] SLAC HyperNews. Finding all particles involved in an interaction. URL <http://hypernews.slac.stanford.edu/HyperNews/geant4/get/eventtrackmanage/1266/1.html?inline=-1>, accessed: 2017-10-05.
- [46] Ángulo sólido. URL https://en.wikipedia.org/wiki/Solid_angle, accessed: 2017-12-5.

Agradecimientos

Las personas a continuación nombradas tienen mi mayor agradecimiento por haberme acompañado durante el desarrollo de este trabajo, porque de alguna manera académica o emocional me brindaron la guía y motivación para cumplir las metas propuestas.

En primer lugar a mis directores el Dr. Iván Sidelnik y el Dr. Hernán Asorey por las enseñanzas, los consejos y el acompañamiento desde el primer momento hasta el último, por la amabilidad con la que atendían mis dudas y la disposición siempre a ayudarme, siendo fundamental e indispensable su aporte formativo en la ejecución de este proyecto. Les agradezco especialmente por haberme permitido participar en este proyecto y espero tener la oportunidad de seguir creciendo y trabajando con ellos, ahora como estudiante en un futuro como colegas.

Agradezco al Dr. Jerónimo Blostein por sus aportes al proyecto, por compartir sus ideas y su tiempo en la realización de las mediciones. Al ingeniero Martín perez por aportar su conocimiento y tiempo en poner en funcionamiento la parte electrónica del detector que tantos inconvenientes tuvo. A Mauricio Suárez especialmente por la amabilidad con la que me recibió en su casa durante mi estadía en Buenos Aires y por su invaluable aporte en el código realizado para las simulaciones.

Quiero dar un reconocimiento a los técnicos del LINAC Pablo, Alberto y Gimena por su aporte en la implementación de los detectores, por su predisposición a ayudar siempre y la alta calidad de su trabajo. Un agradecimiento especial a mi compañera de oficina Lucía por ser la persona que me motivó a venir a Argentina y con la que compartí muchas experiencias en mi estadía, gracias a ella y a Gimena por su amistad durante este año y medio.

Finalmente un agradecimiento especial a mi madre y mi Tata por su amor y su apoyo incondicional, sus palabras de consuelo en los momentos difíciles y por mantener siempre intacta la confianza en mí. Ellas siempre han sido el motor y la motivación para perseguir mis metas.

